李翼祺　马素贞　著

爆炸力学

科学出版社

爆 炸 力 学

李翼祺 马素贞 著

科 学 出 版 社

1 9 9 2

（京）新登字 092 号

内 容 简 介

爆炸力学除在国防工程中有重要作用外，在国民经济建设，乃至医疗中均有广泛应用．本书讨论了由炸药化学反应过程引起的爆炸现象及其规律性，阐述爆炸的一些基本理论和在工程中的应用．主要内容有：炸药与爆炸、应力波理论、介质（包括大气、水和岩土）中的爆轰理论及其效应，爆炸的地震效应以及爆破工程等．

本书可作为固体力学、爆炸力学、地下结构等专业的教师、大学生、研究生和科研人员阅读，也可作为采矿、爆破、抗爆、人防、土木、水利、道路工程抗震及国防工程等方面的工程技术人员参考．

爆 炸 力 学

李翼祺 马素贞 著

责任编辑 徐一帆

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码：100707

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1992 年 4 月第 一 版 开本：787×1092 1/32

1992 年 4 月第一次印刷 印张：19 1/2

印数：1—1 800 字数：434 000

ISBN 7-03-002616-0/O·490

定价：16.50 元

前　言

随着科学技术的发展，爆炸力学这门学科在国防工业、国民经济建设中的应用愈来愈广泛。如建筑结构、地震、人民防空、宇航工程、国防工程及医疗等方面都有着广泛的用途。当前国内缺乏爆炸力学方面的参考书和教科书可供高等学校师生、工程技术人员参考、阅读。本书可以弥补以上之不足。

本书较系统地阐述了爆炸力学基本理论及工程实际的应用，并结合长期从事与爆炸力学有关的科研、教学工作的成果，以较新、较多的工程实例、研究成果和图表阐明观点，为照顾更多的不同专业及不同程度的读者，在阐明观点前亦简介了爆炸力学的基本概念、定理及国内外发展动态。

本书曾得到下列各方面的支持帮助，在此表示衷心的感谢。

首先感谢科学出版社在经济困境中保证了本书的出版。

感谢中国科技大学周凯元教授、复旦大学王文亮教授、浙江大学刘鸿文教授、唐锦春教授和庄表中教授等为本书审稿，给予肯定和鼓励，并提出了许多宝贵的意见，为本书最后定稿起了很大作用。

感谢张礼明同志为本书描图付出了辛勤劳动。感谢李雯同志为本书稿和插图的完成付出了辛勤劳动。

由于作者水平有限，书中的缺点、错误和不足之处在所难免，恳请读者批评指正。

作　者

1991 年 8 月

目　　录

第一章 爆炸与炸药

爆炸力学是一门新兴的交叉科学，它包括流体力学、气体动力学基础、固体力学、物理力学和化学反应动力学等学科，它是这些学科之间的边缘学科。此外，还涉及到电磁学、电工学、电子学、电子计算机和控制论等。

爆炸力学主要研究爆炸现象发生和发展的规律，爆炸的各种效应以及力学效应的利用、控制和防护等。又因爆轰波和冲击波的理论属于力学的又一分支，叫做物理力学(或爆轰物理学)。至于强冲击波在固体介质(如土、岩石、金属)中的传播则又是一门新学科。它要考虑多种颗粒的小晶体在强冲击波作用下的行为，即研究大约 10^{-3} 厘米或 10^5 埃范围的动力学。这是涉及到上百万原子集体的运动，在国外叫"亚微观"或"准微观"的学科，用物理上的术语来说，叫做"精细力学"。爆炸力学在国民经济中，特别是在国防建设中有着重要的作用。显而易见，常规武器和核武器的研制，各种防护工程、抗爆结构的研究，工程爆破、爆炸加工及焊接等方面都要用到爆炸力学的理论。正因为如此，爆炸力学研究的进展，反过来又促进了上述各个方面的发展。

由于爆炸现象具有高温、高压和瞬时作用的特点，虽然爆炸力学的研究方法也是实验和数学分析相结合的方法，但它和一般的连续介质力学有着明显的区别：其一是在爆炸力学中，载荷和介质是耦合在一起且相互作用的，只有在爆炸力学问题最后解决时才能知道载荷的大小；其二是介质的物理数

学模式的选取也要由载荷的强度来决定，例如固体在低强度载荷作用下可以看作是弹性体，在中等强度时取流体弹塑性模式，在高强度时则可看作为流体。反之像水这样明显的流体，在低强度爆炸压力的作用下，又可看作是刚体。

§1-1 什么叫爆炸

爆炸是在某一个"系统"中，其物理和化学的能量急骤转化的一种过程。在这个过程中"系统"的内在势能急剧地转变为动能、机械功以及光和热的辐射（如系核爆炸，则尚有丙种射线的辐射和放射性元素的污染等）。爆炸作功是系统内部的高压、高温气体的突然膨胀，对爆炸源周围介质的作功。因此，爆炸也可以说是一种极为迅速（一般是在几个毫秒到几十个毫秒的时间之内完成）的物理或化学的能量的释放过程。经有关专家指出：一个直径为D的黄色炸药的药球、球对称爆炸所释放的能量是 $3.52\times10^{9}\times D^{3}$ 焦耳，其功率是 $4.72\times10^{10}\times D^{2}$ 千瓦，所以要达到百亿千瓦的功率是不难的。这样大的功率可以做很多难以做到的事。爆炸可以产生极强的脉冲电流，脉冲磁场以及极高的脉冲压力，而这些都是现代科学研究所要求的。这里都有能量转化的问题，而对科学研究来说，特别要求对转化过程尽可能做到精密控制。

爆炸的一个最重要的特征是在爆炸点周围介质中引起状态的急剧突变，例如压力突变，密度、速度等状态参数也发生突变。而这种状态参数的突变，特别是压力的突变，是爆炸引起破坏的直接原因。

如上所述，爆炸是由各种不同的物理现象或化学现象所引起的。因此对引起爆炸过程的性质而论，爆炸大数可以分

为如下几类。

一、物理爆炸现象

我们经常可以听到由于违章操作而引起蒸汽锅炉的爆炸，造成生命、财产遭受损失的事故。这是由于锅炉里的水迅速转变为过热蒸汽，从而形成过高的压力，当建造锅炉的材料(或接缝材料)承受不了这种高压而破裂时，就会发生突然爆炸。日常生活上做饭烧菜的液化气瓶，有时也会因瓶体承受不了过大的压力而发生爆炸，这些爆炸都称为物理爆炸。又如地壳内部弹性压缩能引起的地壳运动(地震、火山爆发等)，也是一种强烈的物理爆炸现象。最大的地震能量达 10^{23}—10^{25} 尔格[1)]，比100万吨级的核爆炸还要厉害。强火花放电(闪电和雷击)或高压电流通过细金属丝所引起的爆炸现象，也是一种物理爆炸现象，但此时的能源是电能。强放电时能量在 10^{-6}—10^{-7} 秒内释放出来，使放电区达到巨大的能量密度和数万度的高温，因而导致放电区的空气压力急剧升高，并在周围形成很强的冲击波。

其他如高速物体的碰撞（陨石落地，高速火箭击中目标等)也会产生爆炸。例如1908年6月30日在西伯利亚通古斯地区发生了一次奇怪的大爆炸。随着一阵天崩地裂的巨响，通古斯地区方圆90公里的森林被彻底摧毁，在爆炸中心出现了一个直径数百米的大坑。但是这次大爆炸在科学上一直是个谜，直到70多年后的今天，才由美国的科学家阿蒙德森·蒙特从对南极的考察中找到了答案，解了这个科学上的通古斯之谜。他认为这是一次陨石坠毁时引起的大爆炸。又

1) 1尔格 = 10^{-7} 焦耳。

如水的骤然汽化等所引起的爆炸，以及高速离子束（强激光束，相对论电子束，重离子束）作用于物质，同样能形成爆炸。所有这些爆炸都属于物理爆炸现象。

物理爆炸现象的实质是物质仅发生物态的急剧变化。而物质本身的分子组成，在爆炸前后并未改变。

二、化学爆炸现象

1982 年 10 月 18 日法国东部城市梅茨一家麦芽厂的粮食仓库发生了大爆炸，7 座巨大而坚固的立式钢筋混凝土粮仓有 4 座被摧毁。爆炸现场堆满了钢筋混凝土碎块，粮仓工作人员 8 人死亡，1 人重伤，3 人失踪。事后经调查证实，这次事故的罪魁祸首是粮食粉尘——爆炸是由粮食粉尘所引起的。根据测算与试验证实，每立方厘米空气中含 0.3 毫升粉尘时，一遇火星、火苗或其他热源，就会由燃烧而引起爆炸。又据报道美国在近 20 年来发生了 400 多起粮食粉尘爆炸事故，造成 200 多人死亡和数千万美元的损失。粉尘爆炸是化学爆炸现象的一种，其他如煤矿中的瓦斯爆炸，甲烷、乙炔等的爆炸都属于化学爆炸现象。

最普通和典型的化学爆炸是炸药爆炸，炸药爆炸进行的速度高达每秒数千米到 1 万米之间。所形成的温度约 3000—5000℃，压力高达数十万个大气压，因而能迅速膨胀并对周围介质作功。

三、核　爆　炸

核爆炸的能源是裂变（U^{235} 的裂变，如原子弹的爆炸）或

核的聚变(氘、氚、锂核的聚变，如氢弹爆炸)反应所释放出的能量。核爆炸反应所释放出的能量比普通炸药爆炸放出的化学能要大许多倍。核爆炸时可形成数百万到数千万度的高温，在爆炸中心区造成数百万到几千万大气压的高压，同时还有很强的光和热的辐射以及各种放射性粒子的贯穿辐射。因此比炸药爆炸具有大得多的破坏力。核爆炸的能量约相当于数万吨到数千万吨 TNT 炸药爆炸的能量。

第二次世界大战结束前，美国在日本广岛、长崎所投的两颗原子弹，能量都仅有 2 万吨级。是目前战略核武器中最小的，但这两个原子弹所造成的人员伤亡都达几十万人。并把广岛、长崎这两个城市基本摧毁，至今还使人们谈虎色变。所以数千万吨级的氢弹，其破坏力是可想而知了。可是在宇宙空间有更大的爆炸现象，如 1979 年 3 月 5 日在太阳系中不同位置上运行的 9 颗人造卫星，同时记录了在遥远空间发生的一次大爆炸的丙种射线(伽玛射线)，科学家们认为“这是有史以来人们所见到的一次最剧烈的爆炸，其亮度至少比脉冲星释放的能量大 100 万倍”(脉冲星是年轻的旋转的中子星，它们在宇宙中属于具有最强大能源的恒星之列)。这次爆炸的强烈程度，使科学家们在第一次看到这次爆炸的记录材料时，惊讶得说不出话来。科学家认为这次爆炸释放能量的比率比太阳的能量释放大 1000 亿倍。如果同样的爆炸发生在银河系附近某个地方的话，它将使地球的大气层变得灼热。如果太阳喷出同样数量的能量，地球就要立刻汽化。根据科学家的分析，这次爆炸看来发生在一个叫做大麦哲伦云的星系中。这个星系距离地球 18 万光年，由于人造卫星记录下来的伽玛射线有 20% 的红移，科学家认为，这是来自中小星的一次爆炸，一些科学家对这次大爆炸至今仍感到迷惑不解。认为这

次爆炸提出了一些物理方面的，关于这样巨大的能量怎样能够产生的重要问题。遗憾的是这次爆炸的记录一直到1983年初才为科学家们分析认识到。

谈到这里，人们总是把爆炸与炮火连天、山崩石裂、墙倒屋塌，甚至血肉横飞的情景联系在一起。可是随着医学科学的发展，人们却把爆炸用于医治疾病。80年代初，在西安市中心医院，医生和工程技术人员把一枚特小型的"炸弹"通过病人的尿道送进他的膀胱。接通电流之后，只听"嘭"的一声，病人膀胱内的结石即被炸碎，被炸碎后的结石，也就随着尿液而排出，病人的病痛就这样被解除了。这种发生在人体内的爆炸，使炸药爆炸技术进入了医学科学领域，开始为人类的健康造福。

用炸药碎石治疗膀胱结石的方法，是当前比较有把握而又无痛苦的有效方法，这种炸药装置和战争中的炸弹、炮弹、矿山、工地的炸药包有显著的不同。它具有以下5个特点：(1) 具有破碎结石的威力，体积又微型化，重量以毫克算，便于输入膀胱；(2) 因是在膀胱内足够的缓冲液中进行定向爆破，爆炸时产生的高温、高压、冲击波等不会伤害人体内的组织；(3) 炸药的主要成份是迭氮化银，爆炸后的主要产物——银和银的化合物，量少而又毒性很小，且大部分可随缓冲液排出体外，残留部分也可随尿液排出；(4) 炸药装置简单安全，除了通电外，其它任何压力、撞击都不会引爆；(5) 有防水性能。具有以上特点的这种"微型炸弹"，规格有1毫克至20毫克不等的数十种，可根据病人的结石大小来决定。

从上述两个例子可知，既有大得使人难以想象的宇宙中的爆炸，又有小到只有几个毫克炸药的爆炸。这些爆炸从量的概念上来看是相差非常远的，但是爆炸的基本理论是相同

的。目前各种爆炸现象已成为专门的科学研究对象，并已有专门的论著。本书只讨论由炸药化学反应过程所引起的爆炸现象及其规律性，阐述爆炸的一些基本理论，并为满足工程技术人员及有关读者的需要，也介绍一些爆炸在工程应用方面的材料。

§1-2 爆燃、爆炸与爆震

爆燃(燃烧)、爆炸、爆震(爆轰)三者都是某一系统物理和化学反应的过程，都有能量的释放。但由于反应过程速度的快慢，而分为爆燃、爆炸和爆震。现分别介绍这三种现象。

燃烧过程进行得比较缓慢，并且其传播速度是变化着的，通常是每秒数厘米到数米。燃烧的传播速度与外界压力有着密切的关系，它随着压力的提高而迅速增加，当速度提高到某一个值时，则由燃烧(爆燃)转化为爆炸，爆燃是具有光和热效应，而没有声效应。

爆炸的特点是在爆炸点压力有急剧地突变，因此由爆炸产生的爆炸气体(或爆炸产物)由于高压而急剧地冲击周围介质，因而导致在爆炸点周围物体的破碎和强烈的变形。爆炸反应过程中不仅有光和热效应，且伴随有强烈的声效应，可以听到震耳欲聋的声响。爆炸的传播速度是可变的，一般每秒达数千米到1万米，爆炸与外界条件关系不大。

对于一定的爆炸物在一定的条件下，爆震是以恒定的速度传播，而且爆震速度超过该物质中声速的传播速度。从现象的特性和本质来说，爆震与爆炸并无不同之处，由于爆炸的传播速度是可变的，而爆震的传播速度是恒定的，所以可以说爆震是爆炸的一种定常状态。对于每一种炸药来说，爆震传

播速度在给定条件下是一个固定的常数，这是爆震的最主要特性之一。

我们将炸药的化学反应分为燃烧、爆炸、爆震三种基本形式，其实这并不完全恰当，因为正如前已谈到的，爆炸与爆震就其本质来说并无差别。只不过其传播速度一个是可变的，称之为爆炸。而另一个是不变的，称之为爆震(或爆轰)。可以认为爆炸也是爆轰的一种现象，称为不稳定爆轰，而对于传播速度恒定的称为稳定爆轰。在爆轰条件下，爆炸具有最大的破坏作用。

爆炸与爆震过程，就其传播的机理而言，与燃烧过程有重大的不同；燃烧是通过热的传导，扩散和辐射在炸药质量中传播的，而爆炸和爆震是通过冲击波压缩物质而传播的。下面介绍燃烧(爆燃)过程与爆震过程不同的基本特点：

1. 燃烧时反应区的能量是通过导热，气体产物的扩散和辐射而传入原始炸药的。但在爆震时，能量与爆炸反应的连续起爆是借助于冲击(压缩作用)波沿炸药的传播来实现的。

2. 燃烧的传播速度大大低于爆震的传播速度，燃烧传播速度通常约为每秒数毫米到每秒数米，且燃烧速度永远小于原始炸药中的声速(在通常情况下比声速低得多)。这是因为传热和扩散是比较缓慢的过程。但是爆震的过程则恰恰相反，它的传播速度大大地超过原始炸药中的声速。

3. 燃烧时，在火焰后的燃烧产物向后运动，而在爆震过程中则恰恰相反，爆轰产物是向前运动。因此，在火焰区域内燃烧产物的压力大大低于在爆轰波后的压力。

4. 在一定条件下，绝大多数的炸药都能够稳定地燃烧而不爆震。在炸药燃烧的条件下，化学反应的速度与性质主要取决于外界压力。例如，低氮硝化纤维素及其它某些复杂的

硝酸酯在相当低的压力下(30—50 大气压)燃烧时，会产生一氧化碳和甲醛，而在较高的压力下(大约几百个到几千个大气压)就不会产生上述情况。在压力很低的条件下(接近点火极限)，许多混合气体的燃烧是按链式反应机理进行的。但在压力相当大的条件下，按热机理进行的反应具有重大的意义。

§1-3 炸药爆炸的特征

从热力学意义上来说，炸药是一种相对地不稳定的系统，它在外界作用的影响下能产生极其迅速的放热反应，同时生成强烈压缩状态的高温、高压气体。例如一个炸药包(学术术语称为装药)用雷管引爆时，我们首先看到炸药包在瞬时之内化为一团火花，形成烟雾，并产生强烈的声效应，且对周围介质生成极强的爆炸冲击波，可造成周围建筑物的破坏或受强烈的振动，或使人员伤亡。

从上述爆炸现象我们可以知道，出现一团火花说明炸药在爆炸过程中是放热的，因而形成高温而发光；爆炸在刹那间(几个微秒之内)完成，这说明爆炸过程是极其高速的；仅用一个很小的雷管即可将无限大包的炸药引爆，再如将导爆索(一种像绳索一样的爆炸物，其主要成分是黑索金)直线(或任意)铺设到 7 公里左右长度，只要在导爆索的一端用雷管引爆，就可将 7 公里左右的导爆索在一秒钟内爆炸完毕，这说明导爆索的爆炸传播速度(爆速)是每秒 7000 米左右。同时也说明了雷管引起炸药爆炸后，炸药中所产生的爆炸反应过程是能够自动传播的；另外，爆炸后出现的烟雾表明炸药在爆炸过程中有大量爆炸气体(或爆炸产物)产生，而气体因高压的缘故，又要极迅速地向外膨胀而形或冲击波，进而造成建筑物破坏

或受到震动。

综上所述，炸药爆炸过程的三个特征是：其一是过程的放热性，其次是过程的高速度，并能自行传播，再是过程中生成大量气体产物。这三个过程在不同的炸药中可以有不同程度的表现，可是它们却是任何化学反应成为爆炸反应的必要条件。三者互为因素，互相关联，缺一不可。

下面我们对每个过程作一概要的介绍。

一、反应过程的放热性

热的释放，是爆炸的第一个必要条件。没有这个条件，爆炸过程根本不可能产生。如果反应不伴有热的释放，那么，反应便不可能自发地进行，因而也不可能出现爆炸的自动传播。例如草酸盐就有吸热和放热两种不同的反应过程：如

$$ZnC_2O_4 \xrightarrow{\text{吸热}} 2CO_2 + Zn - 4.9\ \text{大卡/克分子}^*$$

$$PbC_2O_4 \xrightarrow{\text{吸热}} 2CO_2 + Pb - 16.7\ \text{大卡/克分子}$$

因为它的分解是吸热反应，不能发生爆炸，可是

$$HgC_2O_4 \xrightarrow{\text{放热}} 2CO_2 + Hg + 17.3\ \text{大卡/克分子}$$

$$(Ag)_2C_2O_4 \xrightarrow{\text{放热}} 2CO_2 + 2Ag + 29.5\ \text{大卡/克分子}$$

因为它的分解是放热反应，就能够发生爆炸。

再如硝酸铵在未发明雷管之前，人们只把它用来作为农业上的肥料，因为它在低温加热的条件下能分解反应

$$NH_4NO_3 \xrightarrow{\text{低温加热}} NH_3 + HNO_3 - 40.8\ \text{大卡/克分子，}$$

* 1 卡 = 4.1868 焦耳；1 克分子 = 10^3 摩尔/毫米^3（下同）。

很明显上式是不能产生爆炸条件的。 可是自从发明雷管之后，硝酸铵在雷管引爆的条件下，其反应式是

$$NH_4NO_3 \xrightarrow{\text{用雷管引爆}} N_2 + 2H_2O + \frac{1}{2}O_2 + 30.2\ \text{大卡/克分子}$$

由上式可见是能发生爆炸反应的，由此硝酸铵可作为一种爆炸物。

由此可见，即使是同一个物质，其反应是否具有爆炸性，决定于反应过程是否能放出热量，只有放热反应，才可能具有爆炸性。显然，要求以外界能源维持其分解的物质，不可能具有爆炸的性质，而炸药内部却正好具有使其本身分解的能量（再加上适当的条件，即可引起爆炸）。

依靠反应过程中的热能，爆炸气体（或爆炸产物）被加热到数千度，随后发生膨胀而形成冲击波，反应热和反应传播速度愈大，则爆炸的破坏作用也愈大。

反应热是炸药工作能力的一个标志，也是它的一个最重要的特性。 爆炸反应过程所放出的热称为爆炸热（或爆热），在一般工程技术中广泛应用的常用炸药的爆热约在900—1800大卡/千克之间。

二、反应过程的高速度

爆炸反应与一般化学反应的一个最突出的不同点，是爆炸过程具有极高的速度。炸药向最终的爆炸产物的转变是在数十万分之一到数百万分之一秒内发生的，能量释放的巨大速度正是炸药较一般燃料的优越之处。但是从相等重量的总能量的贮藏来说，即使是能量最丰富的炸药也比不过一般的燃料系统。

既然如此，读者必然会问，反应过程中的放热性是爆炸的第一个必要条件。那末，为什么能量贮藏大得多的燃料只会燃烧，而不会爆炸，相反的能量贮藏少得多的炸药却能爆炸呢？其实，这里的道理很简单。这是因为一般化学反应虽然也是放热的，而且许多普通反应放出的热量比炸药爆炸时放出的热量大许多，但它们并未形成爆炸现象，其根本原因是在于它们的反应过程进行得很慢，没有起码的反应速度。可是在炸药爆炸时，不但有极高的反应速度，而且能达到高得无法比较的体积浓度和能量密度。例如煤的燃烧反应的放热量为2130 大卡/千克，苯燃烧的放热量为 2330 大卡/千克，而硝化甘油的爆炸热为 1485 大卡/千克，梯恩梯的爆炸热只有1010 大卡/千克(见表 1-1)。煤、苯和硝化甘油、梯恩梯的放热量相差很大，后者的放热量远远不如前者，可是前者反应所需的时间为数分钟到数十分钟，而后者反应的时间仅需几个到几十个微秒 (10^{-5}—10^{-6} 秒)，两者反应时间相差数千万倍，所以一般来说煤、苯等不易引起爆炸（当然在特定条件下也会引起爆炸)。因此，反应速度是爆炸现象的第二个必要条件。

表 1-1 某些炸药和燃料混合物的爆炸热和热值

炸药或燃料	炸药或燃烧混合物的爆炸热 (kcal/kg)	炸药或燃料	炸药或燃烧混合物的爆炸热 (kcal/kg)
低氮硝化纤维 (13.3% N)	1040	特屈儿	1095
硝化甘油	1485	梯恩梯	1010
苦味酸	1030	苯和氧的混合物	2330
泰恩	1403	碳和氧的混合物	2130
黑索金	1390	氢和氧的混合物	3230

一般燃烧物质的燃烧进行得比较慢，这使得反应产物在过程进行中发生相当程度的膨胀，并使放出的能量通过热传导和热辐射而严重地散失。由于这个原因，在燃烧产物中只能达到相对低的体积浓度或能量密度。

相反地，爆炸过程进行得如此之快，以致可以认为全部能量实际上只来得及在炸药本身所占据的体积范围内放出，这就导致在一般化学反应进程中所无法达到的能量高度集中。常用的凝聚(液体和固体)炸药，在爆炸时达到特别高的能量密度，这是由于凝聚炸药的比容比之于气态燃烧混合物的比容要小得多。表 1-2 列出了某些炸药和燃料混合物的能量体积密度。

表 1-2　某些炸药和燃料混合物的能量体积密度

炸药或燃料混合物	每升炸药或燃料混合物的能量体积密度 (kcal/L)
低氮硝化纤维素 (13.3%N)	1350
硝化甘油	2380
梯恩梯	1626
碳与氧的混合物	4.1
苯蒸气与氧的混合物	4.4
氢与氧的混合物	1.7

由表 1-2 可知，炸药爆炸所达到的能量密度要比一般燃料燃烧所达到的能量密度高数百倍乃至数千倍。正是由于这个原因，炸药爆炸才具有巨大的作功功率和强烈的破坏作用。

爆炸过程进行的速度，一般是指爆轰波在炸药中传播的直线速度，如像前面所说的，一根 7000 米左右长的导爆索，在其一端引爆后，在一秒钟内即可传播到另一端，即它的传播速

度为每秒 7000 米左右，这个速度称为炸药的爆速。一般常用炸药的爆速大约在每秒数千米到 1 万米左右。

另外，反应过程的自动传播，在爆炸过程中也有很重要的意义。

三、反应过程必然形成气体产物

炸药在化学反应（爆炸）过程中伴有大量的气态产物，一些爆炸物在爆炸时产生的气态产物（爆炸气体）的体积如表 1-3 所示。

表 1-3　某些炸药爆炸后产生爆炸气体的体积

炸药名称	气态爆产物的体积（L）	
	每千克炸药	每升炸药
低氮硝化纤维素（硝化棉）（13.3%N）	765	995
苦味酸	715	1145
梯恩梯（TNT）	740	1180
黑索金（RDX）	908	
特屈儿	760	
泰安（PETN）	790	
硝化甘油（NG）	690	1105
奥索金（HMX）	908	

由上表可以看出，一升炸药爆炸时可以产生 995 到 1180 升的气体产物，而且爆炸反应过程是在几个到几十个微秒之间完成，这意味着在爆炸瞬间，这样大的体积被强烈的压缩在原有体积（1 升）之内。因而造成了数十万个大气压的高压，所以在爆炸时产生的高温（由于爆炸反应的放热效应）、高压气体必然要向外（周围）膨胀。这样，在其膨胀过程中迅速实

现炸药内在势能转变为机械功或运动气体动能的物理因素。

一般来说，爆炸气体的体积要比原始爆炸物的体积增大上千倍，可是也有例外的情况，例如氢和氧的爆炸就是这种反应的例子：

$$2H_2 + O_2 \longrightarrow 2H_2O + 2 \times 57.8 \text{ 大卡}$$

这时，由于爆炸的结果，体积减小了近三分之一。但即使是这样，爆炸时的压力仍可达到10个大气压。

在爆炸过程中形成气态产物这个因素的意义，可以通过一系列不形成气态产物的反应看出。其中最简单的例子是铝热剂反应：

$$2Al + Fe_2O_3 \longrightarrow Al_2O_3 + 2Fe + 198 \text{ 大卡}$$

这种反应通常不发生爆炸，尽管反应中产生的热效应可以把最终产物加热到3000℃，而且反应速度也相当的快。但在该温度下它们仍然处于液体状态，而终究不产生气态产物，因此就不会出现爆炸现象。虽然，这种反应有时可以看到类似于爆炸的现象，可是由于不产生气态产物，最终不能认为是爆炸，而且也不会产生冲击波等爆炸效应。

需要指出的是有些物质与热剂混合物及其类似的混合物不同，这些物质虽然在其分解时并不形成气态产物，相反却在正常条件下形成固态产物，但它却具有炸药的全部特性。这类物质典型的例子就是乙炔银，其反应式如下：

$$Ag_2C_2 \longrightarrow 2Ag + 2C + 87 \text{ 大卡}$$

表面上看，此反应形成的都是固态产物，但是由于在爆炸反应温度下，银发生气化，同时使周围的空气迅速灼热，因此导致了爆炸。

从上面的讨论可以得出结论：只有具备以上三个特征的

反应过程，才具有爆炸的性质。因此，我们可以把炸药的爆炸现象重新下这样的定义：炸药的爆炸现象乃是一种以高速进行的能自动传播的化学反应过程，在此过程中，放出大量的热，以极高的速度进行反应，并最终生成大量的气体产物。

§1-4 炸药的分类

一般说来，能够进行爆炸的物质，均可称之为炸药。其实，这并不是很严格的，因为有一些物质在一般情况下不能爆炸，但在特定的条件下却是能够爆炸的。例如导火索中的发射药（如黑火药）一般情况下它不能爆炸，但它的特点是对火焰的敏感度极高，遇火能迅速燃烧（或爆燃），但是把它装填到炮弹或子弹壳内（即在密闭的条件下）用大威力的传爆药起爆，还是可以发生爆炸的，因此它适用于军事上发射炮弹和火箭等。又如苦味酸和梯恩梯在没有发明雷管前，一直不被视为是炸药，但应用雷管起爆方法后，它们却成了很重要的和最常用的炸药。又如前面所说的硝酸铵一直被看作是化学肥料（在低温时分解），可是用雷管引爆后，又被广泛地当作民用爆破炸药。因此爆炸物与非爆炸物的界限，并不是十分明确的。原则上一切能够发生放热反应的物质，在合适的条件下（高速及形成气体产物）都可能爆炸。但在习惯上把某些物质称为炸药，而把另一些物质称为火药或烟火剂等等。

目前常用的炸药种类繁多，它们的成分、物理化学性质及状态、爆炸性质等各不相同。为了认识它们的本质、特性以便进行研究和使用，有必要将它们进行适当的分类。

分类的方法有两种：一种是按炸药的组成成分、分子结构的特点及物理状态分类，这种分类方法主要用于对炸药的

研究和制造。另一种是按炸药的应用分类，这种分类主要便于爆破工程技术人员及弹药和武器设计工作者的应用。下面分别介绍此两种分类。

一、按炸药的组成分类

按组成分类，又可分为爆炸化合物和爆炸混合物两大类。

1. 爆炸化合物——又称单体炸药，为一种成分的爆炸物质，此种炸药的成分在化学上有密切关系，用简单的物理方法是不能分开的。这类炸药多数是含氧的有机化合物，是相对地不稳定的化学系统，它们能引起局部或全部分子燃烧，在外界作用的影响下能够发生迅速的放热反应，结果导致内键的完全断裂，所形成的自由原子(或离子)随后复合成新的热力学上稳定的产物。

这类炸药按它们的化学分子结构又可分为许多类型，主要的有：

(1) 乙炔及其衍生物——如乙炔银 Ag_2C_2，乙炔汞 Hg_2C_2 等；

(2) 雷酸及其盐类——主要为雷酸盐，如雷汞 $Hg(ONC)_2$，雷酸银 $Ag(ONC)$ 等；

(3) 硝酸酯类——如硝化乙二醇 $C_2H_4(ONO_2)_2$，硝化甘油 $C_3H_5(ONO_2)_3$，泰安 $C(CH_2ONO_2)_4$ 以及硝化纤维素等；

(4) 硝酸盐类——存在于硝酸盐和硝基化合物中，如硝酸铵 NH_4NO_3，硝酸尿 $NH_2—CO—NH_2 \cdot HNO_3$，硝酸胍 $HN=C\begin{matrix}\diagup NH_2 \\ \diagdown NH_2 \cdot HNO_3\end{matrix}$ 等；

(5) 硝基化合物——包括芳香族及非芳香族硝基化合物

表 1-4　各类单体化学爆炸物

	名　　称	化学组成	符号	克分子量	最大密度 (g/cm³)	最大密度下的爆速 (km/s)	爆压 (kPa)	爆炸能 (kJ/kg)	反应生成物体积 (L/kg)
起爆药	迭氮化铜	$Cu(N_3)$		147.6					
	迭氮酸	HN_3		43.0					
	雷汞	$HgC_2N_2O_2$		284.7	4.42	5.4		1.79	315
	收敛酸铅	$PbC_6HO_2(NO_2)_3$		468.3	3.10	5.2		1.54	407
	迭氮化铅	PbH_3		291.3	4.71	5.6		1.53	308
	迭氮化银	AgN_3		149.9	5.1				244
	四氮烯(脒基，亚硝基，氨基，胺基四氮烯)	$C_2H_8N_{10}O$		188.2					
	二硝基氮酚	$C_6H_2N_2O(N_2O)_2$	DDNP	210.1	1.63	7.0			
烈性 液	硝酸甲酯	CH_3NO_3		77.0	1.21	6.3		1.911	873
	硝化甘油（甘油三硝酸酯）	$C_3H_5(NO_3)_3$	NG	227.1	1.60	7.58	220	6.30	715
	乙二醇三硝酸酯	$C_3H_4(NO_3)_3$	EGDN	152.1	1.48			6.88	737
	四硝基甲烷	$C(NO_2)_4$	TNM	196.0	1.65	6.36	150		686

炸药	态	硝仿(三硝基甲烷)	$CH(NO_2)_3$		151.0	1.60				
		二硝基甲烷	$CH_2(NO_2)_2$		106.1					
		硝基甲烷	CH_3NO_2	NM	61.0	1.13	6.29	141	6.40	723
		乙二硝胺	$C_2H_6N_2(NO_2)_2$	EDNA	150.1	1.50	7.61			
		异丙基硝酸酯	$C_3H_7NO_3$	IPN	105.1	1.04	5.40	85		
烈性炸药	固态	甘露糖醇六硝酯(硝化甘露醇)	$C_6H_8(NO_3)_6$	MHN	452.2	1.604	8.26			694
		三硝基迭氮苯	$C_6H_2N_3(NO_2)_3$		254.1					
		硝化纤维	$C_{24}H_{40-12}O_{20-12}$	NC	1186.6	1.30				841
		季戊四醇四硝酸酯	$C_5H_8(NO_3)_4$	PETN	316.2					
		双三硝基乙脒	$C_4H_8N_2O(NO_2)_6$	DiTell	386.2					
		三硝基苯甲硝胺(特屈儿)	$C_7H_5N(NO_2)_4$		287.2	1.73	7.57	193		672
		硝化淀粉(季戊炸药)	$C_{12}H_{15}O_5(NO_2)_5$		549.2	1.1	4.97			
		硝酸肼	$H_5N_2NO_3$		95.1	1.64	8.69			1001
		环三次甲基三硝胺	$C_3H_6N_3(NO_2)_3$	RDX	222.1	1.50	8.75	296		854

表 1-4（续）

类别	状态	名称	化学组成	符号	克分子量	最大密度 (g/cm³)	最大密度下的爆速 (km/s)	爆压 (kPa)	爆炸能 (kJ/kg)	反应生成物体积 (L/kg)
烈性炸药	固态	硝基胍	$CH_3N_3NO_2$	NQ	105.0	1.71	8.2			895
		环四次甲基四硝胺	$C_4H_8N_4(NO_2)_4$	HMX	296.2	1.90	9.1			782
		二氨基三硝基苯	$C_6H_5N_2(NO_2)_3$	DATB	243.2					
		三氨基三硝基苯	$C_6H_6N_3(NO_2)_3$	TATB	258.2					
		亚六硝基苯（六硝炸药）	$C_6N_6O_6$	HNB	252.1					
		三硝基苯酚（苦味酸）	$C_6H_3N_3O_7$		194.1	1.70	7.35			715
		苦味酸铵	$C_6N_6NO(NO_2)_3$		262	1.72				685
		三硝基苯	$C_6H_3(NO_2)_3$	TNB	213.1	1.76	7.3			600
		三硝基甲苯	$C_7H_5(NO_2)_3$	TNT	227.1	1.63	7.00	200		620
		二硝基甲苯	$C_9H_6(NO_2)_2$	DNT	206.1	1.53	7.00			488
		三硝基三迭氮苯	$C_6H_6(NO_2)_3$	TNTAB	294.1					
		二氨基二硝基苯	$C_6H_6N_2(NO_2)_2$		198					

两类。前者如三硝基甲苯（梯恩梯），三硝基苯酚(苦味酸)，二硝基甲苯（DNT），二硝基萘，三硝基甲硝胺(特屈儿)以及三硝基间苯二酚(斯蒂夫酸)及其盐类等；非芳香族硝基化合物如硝基甲烷（NM），硝基胍，硝基尿素，环三次甲基三硝酸（黑索金 RDX），重乙二胺（β,β,β-三硝基-N-硝基）以及增塑性较好的重缩甲醛(α,α,α-三硝基乙醇)等，奥索金（HNX），基纳（DINA），EDNA，黑喜儿（HND），六硝基苯，呋喃炸药等。

其它还有氮的卤化物和硫化物如 NCl_3，NHJ_2，N_4S_4 等。因它们很容易在极小的机械作用下发生爆炸，一般不大使用此类爆炸物。

但是，也有相当大量的不含氧的吸热爆炸化合物。它们在爆炸条件下分解其组成元素。这类化合物的典型例子是迭氮化铅，它在爆炸时分解成自由氮和铅，放出的能量等于迭氮化合化形成时的生成热。常用的爆炸化合物见表 1-4。

2. 爆炸混合物——是由二种或二种以上独立的化学成分构成的爆炸物质，这种炸药的各个成分在化学上无任何关系，只用简单的物理方法就能将它们分开。通常，混合炸药成份中的一种是含氧丰富的；另一种则相反，是根本不含氧的，或含氧量不足以发生完全氧化而燃烧的。但是为了特殊目的要加入某些附加物，以改善炸药的爆炸性能，安全性能，物理力学性能，成型性能以及抗高低温性能等等。从而使混合炸药在军事和民用的应用上日益扩大，地位越来越显得重要。当前国内外混合炸药的研究发展得很快，新的混合炸药的种类越来越多，它们能适应各种用途的需要。

但是，混合炸药大体上可分为气体混合物，液体混合物和固体混合物三类。

气体爆炸混合物，由于其能量密度小，不易储存、运输，过去在爆炸技术上很少应用，但由于出现云雾爆炸，燃料-空气炸弹，以及爆炸喷镀等新技术，又重新使气体爆炸混合物的研究成为重要的课题。液态爆炸混合物也由于储存、运输上的不便，过去应用也不多。但是目前已开始引起爆炸科学工作者的注意。

目前应用最广泛的爆炸混合物是固体混合炸药，它可以分为

(1) 普通混合炸药——如军事上常用的钝化黑索金(AIX-1)是由95%的黑索金和5%的石蜡组成；再如TNT/RDX 40/60，50/50，钝化TNT/RDX，50/50等各类*B*炸药，以及工程技术上常用的硝铵炸药都属于此类。

(2) 含铝混合炸药——加入铝粉的主要目的在于增加爆炸反应的热效应，以提高炸药的爆炸威力。

(3) 有机高分子粘结炸药——这类炸药主要以黑索金(RDX)，奥索金(HNX)或泰安(PETN)为主体炸药，用粘结性较好的少量附加剂进行粘结，以便保证在尽量好的爆炸性能下改善炸药的力学性能、成型及安全使用等性能。

(4) 特种混合炸药——这类炸药主要是为满足军事应用上的特殊要求研究的，如各种塑态炸药，弹性炸药，橡皮炸药等。

二、按炸药的用途分类

按炸药的使用特性可将炸药分为起爆药、猛炸药、火药(或发射药)以及烟火剂等四大类。

1. 起爆炸药——起爆药具有感度高(在很弱的外界作用

如撞击或针刺、摩擦等机械作用下很容易发生爆炸)，爆炸成长到最大爆速所需时间特别短促。因此可用来制造各种起爆器材，如雷管，火帽等。起爆药能直接在外界作用下激起爆炸，故可做初发炸药。但它又具有很大的化学安全性、松散性和压缩性。起爆药主要有：

(1) 雷汞 $Hg(CNO)_2$——雷汞是由水银，硝酸与酒精化合而成。是白色或淡灰色小粒结晶，比重为4.42，压缩密度为3.3克/厘米^3，在50℃时是稳定化合物。雷汞的起始冲能通常采用针刺，也可采用尖针撞击或火焰起爆，故非常适用于制造枪，炮弹的引爆剂。

(2) 迭氮铅 $Pb(N_3)_2$——迭氮铅是白色细结晶，或淡黄色，比重为4.73—4.93，压缩密度为4.8克/厘米^3。含水份30%时仍能爆炸，难溶于水。它的机械引爆感度比雷汞小。

(3) 史蒂酸铅 $C_6H(NO_2)_3O_2Pb \cdot H_2O$——又称三硝基间苯。呈金黄色，在空气中发暗的晶体，属于单斜晶系。吸湿性甚小，对各种简单起爆能均甚敏感。

(4) 特屈儿 $C_7H_5N(NO_2)_4$——又称三硝基苯甲硝胺，为白色针状晶体。比重为1.641，装压密度为0.45克/厘米^3。特屈儿的起爆敏感度很弱，不能单独作为起爆药，必须附加前面的起爆药才能诱发其起爆。

2. 猛炸药——又称次发炸药，与起爆药相比它们要稳定得多，只有在相当强的外界作用下才能发生爆炸(通常用起爆药的爆炸作用来激发其爆轰)。然而，一旦起爆后，它们就具有极高的爆速和极强烈的破坏威力。因此在军事和民用上用这类炸药装填枪炮弹和爆破器材等。常用的猛炸药有梯恩梯、黑索金、特屈儿、奥索金以及其他各类混合炸药等。

3. 发射药及火药——主要用在发射枪弹或炮弹，以及用

作发射火箭的燃料，也有用来作点火药和延期药的，如黑火药。常用的发射药或火药，除了黑火药之外，用得最多的乃是由硝化纤维，硝化甘油为主要成分，外加部分添加剂胶化成的无烟火火药。

4. 烟火剂——通常是由氧化剂，有机可燃物或金属粉（如铝粉）及少量粘合剂混合而成。军事上主要利用其速燃效应，如照明弹中的照明剂，烟幕弹中的烟雾剂，燃烧弹中的燃烧剂，以及曳光剂，信号剂等等。在民用中如著名的河南浏阳出产的节日用的礼花（俗称焰火），主要成分也是此种烟火剂。

上面是炸药的二种主要分类方法，当然还有其他的分类方法，如以其状态来分是气态，液态和固态炸药，又以其威力大小分为猛性、中等、低级炸药等，这里不一一详谈。

§1-5 炸药的基本性质

炸药在国防和工业上被广泛的应用，起着越来越重要的作用。由于炸药与一般物质比较，具有化学反应快，产生大量的热和生成大量的高压气体（爆炸的三要素）等特点。因此，在制造、运输、保管或为了使用上的安全与便利起见，都应该了解和考虑炸药的一些基本性质。目前炸药的种类繁多，性质也各不相同，但是不论炸药的种类多到何种程度，总有其共性，因此下面我们介绍炸药的一些基本的、必要的性质，以便于研究和应用。

一、炸药对外界作用的敏感度

各种炸药，随其成分的不同，都具有或多或少的抵抗外界

作用而不发生爆炸(即自发地进行化学转化)的能力，这种能力的大小，就是炸药的敏感度。或者说，炸药在外界能的作用下，发生爆炸的难易程度，叫做炸药的敏感度。而激起炸药爆炸转化所需的能量愈小，则其敏感度愈大。所以在炸药的应用上，应该对所选择炸药的敏感度有充分的了解，以达到既安全又合理的目的。

炸药必然靠外界力量才能爆发。引起炸药爆炸所需的最小能量叫起爆能。通过外界能量引起炸药爆发叫做起爆(或引爆)，不同种类的炸药，需要大小不同的起爆能。与此相应，炸药对外界作用的敏感度，应在一定条件下激起炸药爆炸所需的初始冲量或起爆能的大小来表示。当然引爆的初始冲量可以利用诸如机械能、热能、电能、辐射能以及另一种炸药的能量等等。

但是，即使处在给定状态下的同一种炸药，起爆所需的能量大小也不是一个严格固定的量(即敏感度大小)，它可能随初始冲量的形态和将其作用传递给炸药的性质不同而显著地变化。例如缓慢压缩某些敏感度较差的炸药时，就是在压缩过程中做了很多功，达到了相当大的压力也不一定发生爆炸，可是在迅速撞击的条件下，耗费数量少得多的能量就能引起这种炸药的起爆。根据布雷西曼的资料，在静态压力下，梯恩梯可承受 50000 个大气压而不爆炸。此外，初始冲量的形态和大小对于爆炸过程的性质和发展也有重大影响。例如，在某些条件下，热能的作用只能引起炸药的燃烧。可是，它在撞击，特别是起爆药的爆炸影响下，则大都发生爆轰。

炸药对感受外界作用的能力，是由它的化学和物理性质的综合表现所决定的。因为这些性质对于炸药吸收能量的条件、以及它在这种或那种起爆冲量作用下发生化学反应的条

件具有重大影响。

影响炸药敏感度的因素如下：

(1) 物理状态——同一炸药处于不同的物理状态其敏感度就不一样。例如，通常压制的硝化棉就比胶化的硝化棉较为敏感，胶化的硝化棉对火焰及雷管的爆炸也不起反应。又如熔铸的芳香族炸药的敏感度也比压制的要低，但对冲击则较为敏感。

(2) 温度——温度对炸药的敏感度影响是很大的。例如，硝化甘油当接近爆发点（182℃）时，很小的振动也能引起爆炸。

(3) 密度——通常炸药的敏感度随密度的增大而降低，硝铵炸药更为显著。

(4) 结晶形状和晶粒大小——炸药的晶体微小，对爆炸的敏感度比较大，但是对冲击的敏感度则较小。可是炸药的结晶形状对炸药的敏感度并不显著。

(5) 附加物质——炸药内掺入附加物质，对起爆敏感度的影响很大。而掺入物质的性质不同，炸药的敏感度也有所不同。正是由于这一性质，人们根据应用上的需要，研制出了各种不同性质的混合炸药。

很显然，影响炸药敏感度的因素很多，敏感度过大的炸药，在保管、运输和使用时容易发生意外的爆炸事故；可是敏感度过小的炸药，使用时起爆困难，可能发生拒爆。因此掌握炸药的敏感度，对于合理使用炸药，以及保证爆破过程中的安全性有着重要的意义。

下面谈谈炸药对各种冲量的敏感度

1. 炸药的热冲量敏感度

炸药对热的敏感度可分为两方面，一是炸药加热敏感度，

它是以爆燃点来表示。所谓爆燃点，就是外界对炸药加热，使其分解，并使其反应热大于散失的热，在加热到某一温度时，引起炸药的爆炸，这个温度就称为爆燃点。常用炸药的爆燃点可见表 1-5。

表 1-5 常用炸药的爆燃点

炸药名称	爆燃点（℃）	炸药名称	爆燃点（℃）
雷汞	175—180	黑索金	230
迭氮化铅	330—340	梯恩梯	290—295
史蒂芬酸铅	275	苦味酸	290—300
强硝化棉	195	阿梅托	220
弱硝化棉	205	无烟火药	180—200
硝化乙二醇	215	黑火药	290—310
硝化甘油	200（5 秒）	硝铵炸药	280—320
特屈儿	195—200	硝基胍	275（5 秒）
泰安	215	铵油炸药（94:6）	255—282
二硝基重氮酚	180	铵油炸药（92:2:6）	195
迭氮化银	210	三硝基苯胺	460
迭氮化钡	257	三硝均苯三酚	200
迭氮化锶	230	均三硝基苯硝酸	95

炸药的爆燃点一般用实验测定，测定爆燃温度的设备如图 1-1 所示。表 1-5 所列的爆燃点是在正常实验条件下测定的，仅只给人们了解安全处理炸药的许可温度范围。决不是说低于爆燃点的温度，炸药就绝对不会爆炸。事实上不同的加热时间，对爆燃点是有影响的，即在低于表 1-5 所列爆燃点的温度下，只要有足够的加热时间，炸药也是会爆炸的。

其二是炸药对火焰(明火)的敏感度，某些炸药爆燃点虽然很高，如黑火药为 290—310℃，但在一接触到火焰或火花时很容易发火，引起爆炸。而迭氮化铅与其他起爆药比较，其温度敏感度和火焰敏感度比较低。因此火焰敏感度高的炸药，

如黑火药、无烟火药等应特别注意火焰的危险。

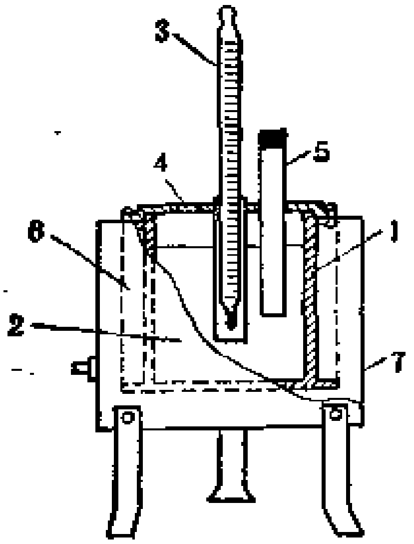


图 1-1 爆燃温度测定器

1-铁罐 2-低熔点合金 3-温度计 4-保护套 5-带炸药的铜管 6-电热丝 7-外壳

2. 炸药的冲击敏感度

冲击敏感度是指炸药对机械作用的敏感度之一。冲击能使炸药局部加热到炸药的爆燃点而发生爆炸。因此要特别注意冲击对炸药的危险性。

炸药的冲击敏敏度也是由实验决定的，实验是由如图 1-2 所示的立式落锤机或弧形落锤机进行。

试验的实质在于测定只发生爆炸、只发生拒爆或两者之间有一定比例关系时所需要的冲击功。

为了试验冲击敏感度极高的起爆药，一般应用弧形落锤机，如图 1-2(a) 所示。

这种落锤包括有一个带钢砧的铁座 1，一个有刻度的弧形量规 2，一个固定在绕转轴 7 转动横杆末端的重物 3。重物用铰链扳条 4 维持在给定的高度上，扳条可以沿弧形量规移动。在底座上有一个带锤面的钢撞针 6，放置在导轨凹槽 5 上。试验用炸药放在撞针下面的导轨凹槽内。放下重物沿弧形量规落下撞击撞针而使炸药起爆，根据下落的不同高度来试验确定炸药的冲击敏感度。

起爆药的冲击敏感度通常以敏感度之上限和下限表示，也就是说在数次实验（一般在 10 次以上）中达到 100% 爆炸的重物的最小落高 H 和相同次数实验中达到 100% 拒爆的重

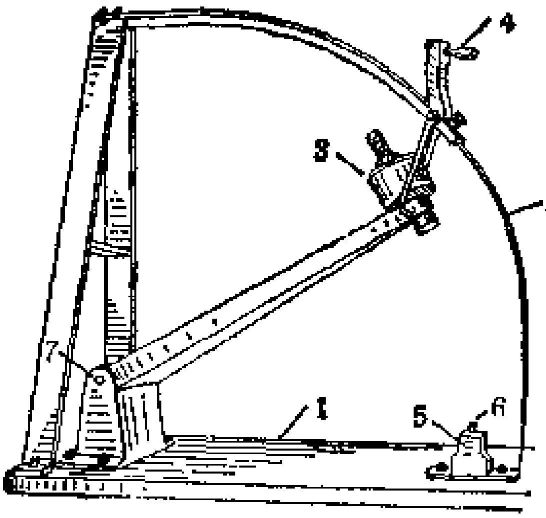
物最大落高表示。

试验敏感度较差的猛性炸药时，一般应用垂直落锤机，如图 1-2(b) 所示，其作用原理与弧形落锤机相似。

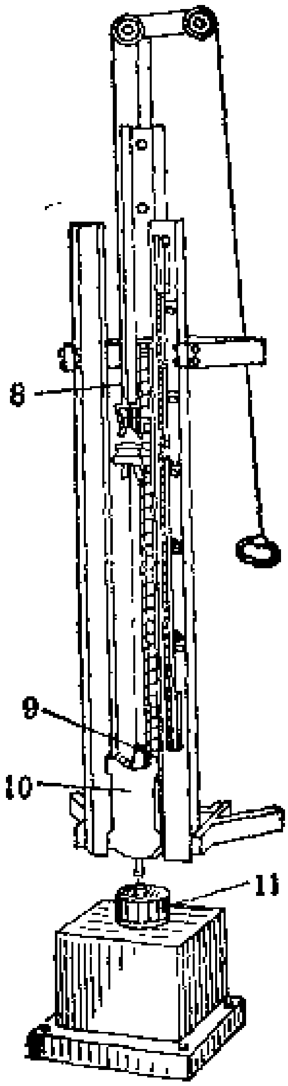
表 1-6 和表 1-7 分别列出了几种炸药(用立式落锤机试验)和起爆药的冲击敏感度。

3. 炸药的针刺及摩擦敏感度

针刺敏感度仅用于规定的针刺着



(a)弧形落锤



(b)立式落锤

图 1-2　落锤试验机

1-铁座　2-弧形量规　3-重物　4-铰链板条　5-导轨凹槽　6-撞针　7-横杆转轴　8-拉线　9-小帽　10-重物　11-钢座

火雷管及起爆雷管的起爆化合物和混合物的敏感度，测定针刺敏感度的装置如图 1-3 所示的电落锤，其工作原理是梨形落锤 1 借助电磁铁 2 维持在给定的高度上。将要试验的炸

表 1-6　几种炸药的冲击敏感度

炸药名称	锤　重 (kg)	落锤高度 (cm)	爆炸百分数 (%)
梯恩梯	10	25	4—8
泰安	10	25	100
特屈儿	10	25	50—60
苦味酸	10	25	24—32
黑索金	10	25	70—75
80/20 铵梯炸药	10	25	16—18
2 号岩石炸药	10	25	20
3 号露天铵梯炸药	10	25	45
2 号煤矿铵梯炸药	10	25	5
无烟火药	10	25	70—80
黑火药	10	25	50

表 1-7　几种起爆药的冲击敏感度

炸药名称	锤重 (g)	落锤高度 (cm)	爆炸百分数 (%)
灰雷汞	600	50	100
白雷汞	600	55	100
迭氮化亚汞	600	65	100
迭氮化汞	600	10	100
迭氮化亚铜	600	70	100
迭氮化铜	600	10	100
雷银	600	70	100
六次甲基三过氧化双铵	600	140	100
迭氮化铅	975	60—70	100
三硝基三迭氮苯	1215	160	100
迭氮化银	914	150	100
三硝基间苯二酚铅	1215	140	100
苦味酸铅	1215	>250	100
硫化氮	1215	>250	100

药在一定的压力下压入小套管内，上面盖以锡箔，然后放入加盖的特殊设备5中，一支标准钢针插入在盖子的孔中，电磁铁断路后，落锤下落打在针上。此时通常用上限或下限来表示敏感度。

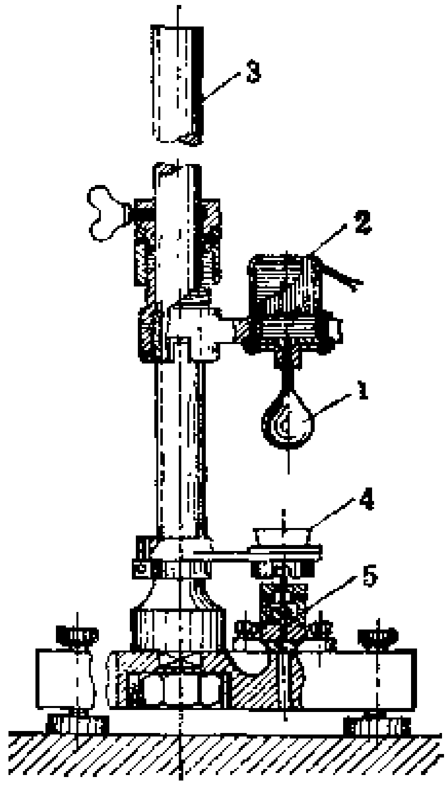
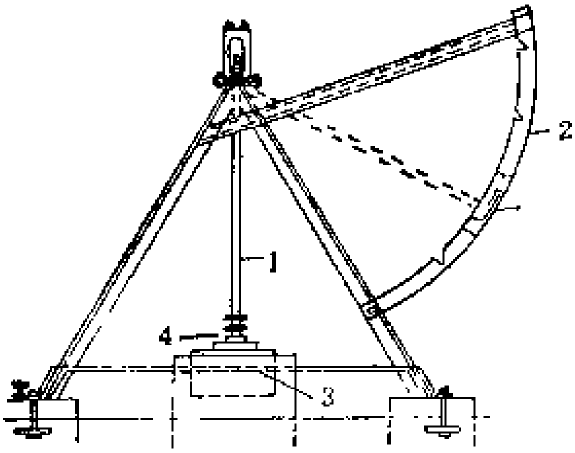


图 1-3 电落锤的构造图
1-落锤 2-电磁铁 3-支柱 4-离合器 5-雷管或针刺组件

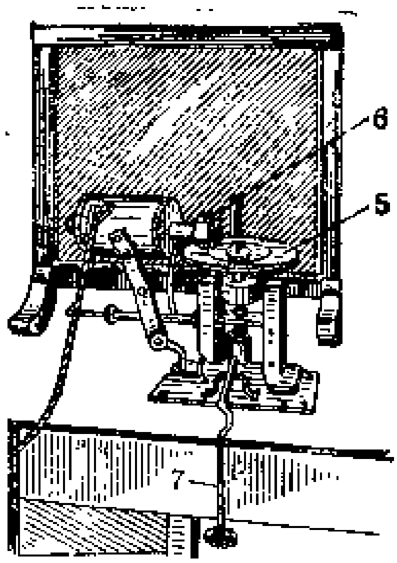
摩擦作为初始冲量的一种形式，在爆炸技术中是很少采用的，目前仅在有限的某些炸药中采用此种方法。炸药的摩擦敏感度之所以还有意义，主要是为了生产和应用时的安全来考虑的。测定摩擦敏感度的方法是很粗糙的，精度不高，不能作为严格地确定炸药对这种摩擦冲量的敏感度。实验设备主要有摩擦离合摆和摩擦敏感度测定器两种，如图1-4所示。

图1-4(a)所示的摩擦离合摆中，摆1在一定的高度固定在摆尺2上，当摆向下摆动时，冲过钢座3上的小槽，而槽中装有被试验炸药，摆上冲板的凸表面猛裂擦过炸药，使其受到摩擦。实验中所测定的是摆的最低下降高度和开始爆燃前的摆动次数。采用此种方法很难调节冲板表面和小槽之间的空隙，也就是说不能调整摩擦力的大小，而且摆下落时，对炸药不仅有摩擦力，且有一定的撞击力。

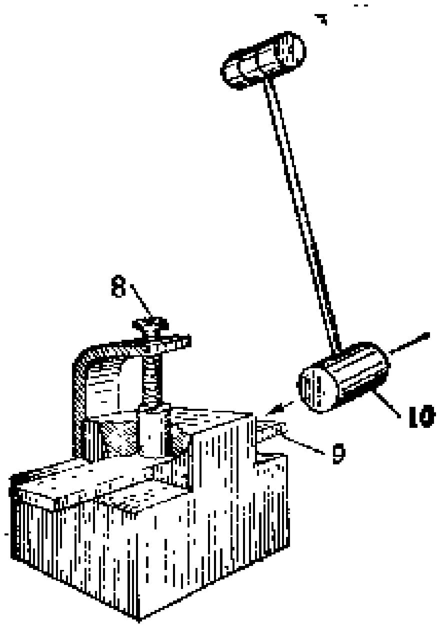
图1-4(b)是测定炸药滑动摩擦敏感度的仪器，炸药放在圆盘5上，圆盘5受到重物的杠杆作用而紧顶着滑动圆盘6，



(a)摩擦离合摆



(b)起爆药摩擦敏感度测定器



(c)固体炸药摩擦敏感度测定器

图 1-4 摩擦摆构造图

1-摆锤 2-摆尺 3-钢座 4-钢楔 5-固定圆盘 6-滚动圆盘 7-重物 8-载重螺丝 9-压紧钢板 10-重物

当圆盘 6 转动时，炸药受到摩擦，其大小可用重物 7 来调整。

图 1-4(c)是波乌丁和格尔顿提出的测定固态炸药的摩擦敏感度的仪器，将约 25 毫克的炸药用荷载螺丝 8 用一定的压

力压紧在钢板 9 上，可滑动的钢板 9 受到重物 10 的撞击(重物固定在以一定高度下降的摆上)，此时钢板受到撞击而向左滑移，在滑动过程中，炸药就受到了摩擦力的作用。

用图 1-4(c)测定的几种炸药摩擦敏感度列于表 1-8。

表 1-8　炸药的摩擦敏感度

炸药名称	负荷(kg)	下降高度(cm)	爆炸百分数(%)
泰安	1600	70	0
黑索金	1600	70	0
迭氮化铅	1600	70	100
迭氮化铅	64	70	10
迭氮化铅	64	60	0
史蒂芬酸铅	64	60	80
史蒂芬酸铅	64	45	60
史蒂芬酸铅	64	40	0
雷汞	64	5.0	10
雷汞	64	2.5	0

用摩擦摆试验结果所得的炸药摩擦敏感度列于表 1-9。

4. 炸药的震动敏感度

在某些情况下，炸药在运输过程中，或在使用之前将受到强烈振动。例如炮弹，在发射后的飞行过程中，受到较大的振动，就可能在未弹着目标之前就开始爆炸。这是由于炮弹在飞行过程中受到振动和加速度的影响，在炮弹底部的装药受到应力，如果此应力达到一定数值时，炸药即将爆炸，此数值称为临界应力 λ。根据实验某些炸药的临界应力 λ 列于表 1-10。

5. 炸药对起爆药的敏感度

炸药的起爆敏感度，通常以能引起极限起爆药量(即为可

表 1-9 炸药的摩擦敏感度测定

炸药名称	附加荷载 (kg)	落锤高度 (cm)	爆炸前摆数 (次)
乙炔二银	0.0	12.5	2
三迭氮化二聚氰	0.0	12.5	3
雷汞加 10% $KClO_3$	0.0	25.0	3—5
雷汞加 20% $KClO_3$	0.0	25.0	3—10
雷汞	0.0	25.0	3—10
三硝基间苯二酚银	0.0	33.0	7
六次甲基三过氧化双胺	0.0	37.5	5—7
迭氮化铅	4.5	37.5	12
氮化汞(氧化的)	1.0	50.0	16—17
苦味酸铅	1.0	50.0	23—37
氮化银	4.35	33.0	39

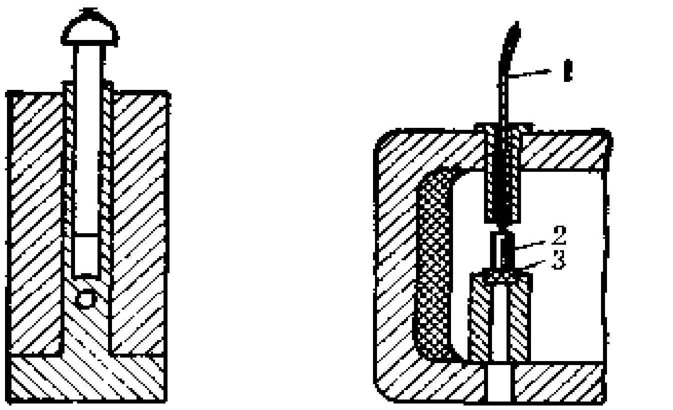
注：(1) 钢楔重 7.4 克，摆柄长 50 厘米，重 310 克，利用可卸最大荷载为 4.354 克.

(2) 乙炔二银的敏感度决定于其制造方法。表中为最敏感的一种.

表 1-10 某些炸药的临界应力

炸药名称	临界应力 (λ) (kg/cm^2)
梯恩梯	1800
梯恩梯与黑索金混合炸药 (50/50)	1400
特屈儿	850
含 5% 钝化剂的泰安	750
阿梅托	1400

使猛性炸药爆轰的最小起爆药的药量）的大小来表示该炸药的起爆敏感度。各种起爆药对某一种猛性炸药有不同的极限药量，通常根据 4 毫米厚的铅板被炸药击穿的性质来判断爆轰的发生，此时起爆药量已达极限，极限药量愈大，炸药的起爆敏感度愈低。



(a)雷管装药模　　(b)雷管爆破马弗炉

图 1-5　炸药起爆敏感度测定器
1-导火索　2-雷管　3-铅板

表 1-11　炸药的起爆敏感度测定

极限起爆药名称 \ 炸药(g)	特屈儿	苦味酸	梯恩梯	硝酸炸药	硝化甘油炸药
雷汞	0.29	0.30	0.36	0.3—0.6	0.25
雷银	0.20	0.05	0.095	—	—
迭氮化铅	0.025	0.025	0.09	—	—
迭氮化汞	0.045	0.075	0.145	—	—
迭氮化银	0.02	0.035	0.07	—	—
氯酸三汞乙二醛	—	0.40	—	—	—
过氯酸三汞乙二醛	—	0.10	—	—	—
硝酸重氮苯	—	>0.50	—	—	—
过氯酸硝基重氮苯	—	0.015	—	—	—
六次甲基三过氧化双胺	—	0.10	—	—	—
硫化氮	—	>0.50	—	—	—
三迭氮三聚氰	0.04	0.05	0.10	—	—
三硝基三迭氮苯	0.01	—	0.02	—	—
乙炔二银	0.29	—	—	—	—

炸药的起爆敏感度测定，是将8号电雷管插入如图 1-5 所示的模子中，在天平上称取0.5克特屈儿，经过漏斗倒入管壳中，以手用冲子小心压实．然后在天平上称取预定量的起爆药，同样倒入管壳中，经一定处理后，即可试验，测定的数据列于表 1-11。

二、炸药的安定性

炸药经过长期的贮存，能保持其原有的物理化学性质，炸药的此种能力，称为炸药的安定性．安定性主要可分为物理安定性和化学安定性两个方面．

1. 物理安定性

炸药物理安定性主要取决于炸药的物理性质，影响炸药安定性的主要有吸湿、结块、挥发、渗油、老化、冻结及耐水等性质。分别介绍如下：

(1) 吸湿性——是指炸药能从周围大气中吸收水的能力，某些炸药吸收水份后，会失去爆炸能力。

(2) 挥发性——是指炸药在贮存或使用过程中，逐渐风化挥发的性质，由于风化和挥发而降低了炸药的爆炸能力。

(3) 渗油性——是指炸药在贮存过程中，能从本身成份中析出液体的性能。例如硝化甘油炸药，容易产生渗油现象，因此在胶质炸药的表面附着敏感度较高的液体甘油炸药，容易造成突然爆炸事故。

(4) 结块性——是指粉状炸药在贮存期失去松散性状而变成结实的块状性能。因结块会影响使用和降低爆炸能力。

(5) 老化性——是指胶质炸药所固有的一种性能。老化会使敏感度和爆速降低。

(6) 冻结性——在低温时炸药的冻结(一般指胶质炸药)极易引起爆炸,保管和使用都很危险。

(7) 耐水性——是指炸药放在水中达一定的时间,尚能保持炸药原有性质的性能。在进行水下爆炸作业时,必须使用防水性能优异的炸药。

2. 化学安定性

炸药的化学安定性主要取决于炸药的化学性质。化学安定性高的炸药,可以贮存多年而不改变其原有化学成份和炸药性质(不易分解和氧化)。而某些化学安定性低的炸药,贮存过久或遇到温度过高等外界因素的影响,就会发生分解。而由于炸药在化学分解反应时能放出热量,这样会导致炸药仓库的自燃爆炸而造成事故。

三、炸药爆炸的稳定性

炸药爆轰后,若能以恒定不变的速度,进行完全的爆炸,称为稳定的爆炸。相反,如果爆炸不稳定,会降低爆炸的效应,或发生不完全的爆炸,甚至拒爆。

容易影响爆炸不稳定的因素有下面两个:

1. 药包(装药)直径的大小

经试验数据的分析表明,随着炸药装药直径的增大,在某一限度内,爆速、爆炸威力显著增加,但若再增加直径,爆速及爆炸威力增加甚为缓慢.装药直径减小时,爆速及爆炸威力随着减小,而直径小于某一临界数值时,即易产生不稳定的爆炸.

2. 炸药的密度

单位体积内炸药的重量称为密度。随着炸药密度的提高,会使爆炸速度和威力增大。但当密度增大至某一限度时,

爆速及爆炸威力又开始下降。因此，炸药有其最优密度。一般炸药的密度为0.9—1.6克/厘米^3。硝铵炸药密度一般为0.9—1.1克/厘米^3。但是经过人工压缩后，密度较大的硝铵炸药，无论在爆速，爆炸威力方面，都有显著的提高。

四、炸药的爆炸性能

在一般情况下，炸药的爆炸性能可以根据炸药的殉爆距离（下面即将解释），爆炸速度，爆热、爆温、爆力、猛度及爆炸气体和爆压等方面来衡量，现分别叙述如下：

1. 殉爆距离

表示在水平地面上由一个装药爆炸后，引起邻近另一装药爆炸的能力，此两个装药之间的最大距离（能引起爆炸）即为殉爆距离。

殉爆距离的测定方法如图1-6所示，主炸药包和殉爆药包置于直径与药包相近的半圆槽沟中，两药包在同一水平线上，相距 l 厘米，主药包爆炸后，当 l 在某一极限范围内就会引起另一药包的爆炸，此距离即为该炸药的殉爆距离。殉爆距离越大，说明该炸药的冲击敏感度越高。

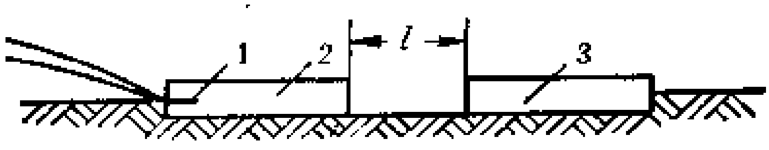


图 1-6　装药殉爆距离的测定

1-雷管　2-主爆药　3-从爆药

2. 爆炸速度

炸药爆炸后，由爆轰波（爆轰波是一种在炸药中传播的特

殊形式的冲击波，其速度和压力是不变的)在炸药内部传播的速度，亦即炸药的分解反应速度，叫做爆炸速度。

3. 爆热和爆温

炸药爆炸分解时所产生的热量叫做爆热，爆热是指1克分子炸药爆炸时所放出的热量。为了便于对各种炸药进行比较，通常以1千克炸药的爆热来表示(即千卡/千克)。爆热是炸药爆炸时释放的主要能量，一般常用炸药的爆热为600—1500大卡/千克。爆炸后，形成的爆炸产物所能达到的最高温度称为爆温。爆炸产物的温度通常可达1500—4500℃。

4. 爆力

炸药爆炸时破坏一定量的介质1岩石或结构，体积的能力叫做爆力，也就是炸药对介质的破坏威力。爆力的大小取决于爆炸时所产生的气体与热量的多少，以及温度的高低等。

5. 猛度

炸药破坏一定量介质(岩石等)，并将此一定量介质破碎成细块程度的能力叫做猛度，也即是炸药的猛烈程度。炸药的猛度愈大，破坏的岩石就愈碎小。它与炸药的爆速有关。

6. 爆炸气体量和爆压

炸药爆炸时产生爆炸产物的气体体积，称为爆炸气体量，

表 1-12　几种猛炸药的爆炸参数

炸药名称	密度(g/cm³)		爆速(m/s)	爆压(kg/cm²)	爆热(kcal/kg)	爆炸产物速度(m/s)
	ρ_0	ρ_1				
特屈儿	1.59	2.12	6900	193000	1690	1725
黑索金	1.62	2.16	8100	296000	1390	2025
泰安	1.60	2.13	7900	255000	1400	1975
梯恩梯	1.60	2.13	7000	200000	1010	1750

以升/千克表示，一般炸药的爆炸气体量可达600—1000升/千克。而爆炸气体产生的压力，叫做爆压，以千克/厘米²表示。炸药的爆压一般可达10000—100000千克/厘米²。表1-12列出了几种通用猛炸药的爆炸参数

第二章 应力波理论

在介绍应力波概念之前，有必要阐述一下热力学的一些基础知识。

§2-1 热力学基本定律

热力学的主要任务是研究能量转换的形式，以及在转换过程中所遵守的法则，研究各种物理的或化学的过程进行的条件，以及这些条件对能量转换的影响等。热力学也和其他科学一样是在生产实践和科学实验基础上发展起来的，下面介绍热力学第一、第二定律。

一、热力学第一定律

热力学第一定律是能量守恒定律，它说明了热能和机械功是等价的，是可以互相转换的。热力学第一定律表明：在任何过程中，一个系统的内能 dE 的变化量等于系统所得的热量 Q 与系统所做的功 A 之差。或者说，系统所吸收(或放出)的热，是分别地消耗了引起内能 dE 和内功 dA 的变化中。例如图 2-1 所示，向气缸内加的热量 dQ，

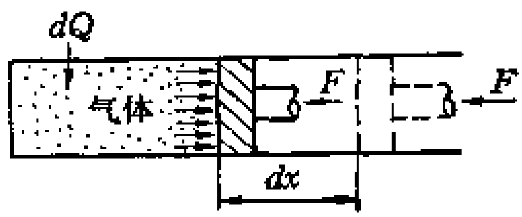


图 2-1 能量转换的示意图

其一部分用于增大气体的内能 dE，另一部分用于反抗外力所作的功 dA。它的热力学表达式为

$$dQ = dE + dA \tag{2-1}^*$$

从图 2-1 可知

$$dA = Fdx = PSdx = PdV \tag{2-2}$$

上式中：

F 为活塞上的作用力；

dx 为活塞所走的路程；

S 为活塞的面积；

dV 表示体积的变化。

需要指出的是，内能为一个状态参数，它的变化量只决定于系统的初态和终态，而热量 Q 和功 A 是非状态参数，它的变化量是与路径相关的。

式(2-1)是对整个系统发生的过程，对于单位质量的物质，式(2-1)可改写成

$$dq = de + Pdv \quad 或 \quad de = dq - Pdv^* \tag{2-3}$$

上面三式是热力学第一定律的数学表达式。

福勒（R. H. Fowler）提出了热力学第零定律，他指出"存在一个状态参数 T，两个由可传热边界分隔的系统，这两个系统处于热接触状态，仅当两者的温度 T 相同时，这两个系统才处于热平衡状态。"

二、名词解释——内能、比热、热焓、熵

在前章中谈到爆炸的三要素是：放热，反应的高速度及大

* 严格地讲，此式不能全微分。

量爆炸气体的产生，在研究爆炸气体的状态时，其状态参数(只与系统状态有关的参数叫状态参数)为压力 P、温度 T 和密度 ρ。但是在热力学中还引用了几个状态函数来表示气体的状态。内能 E、热焓 H 和熵 S 是常用的三个状态函数。现分别作简单的介绍。

1. 内能——当我们讨论系统与其环境之间的功或热交换时，需要一个可以量度系统内所贮存的能量的状态参数，即为内能 E。在物理学中内能的概念为系统内所贮存的总能量，它包含了系统内分子在移动、旋转以及分子内原子群在振动时的动能；分子之间相互作用时所形成的势能(称为冷内能或弹性能)；原子内各层电子做旋转运动的旋转能和电子所在电子层的位势能；原子核所包含的核能及其他种类的能量等等。在一般的过程中，系统内分子中的电子能和核能通常是不易用一般的方法激发的，所以系统的内能主要是由分子热运动的动能和分子相互作用的势能所构成。在热力学中的内能我们所考虑的也仅只是这两方面的能量，但是不包括整个系统(物体)在运动时的动能和系统所处位置的势能（这种动能和势能不属于内能）。虽然近代物理学在飞跃的发展，但是到目前为止，科学家们还没有办法来测定某一系统内能的绝对值，人们只能测定在某一过程中内能的变化量。我们在研究过程中，人为地将内能增大时取正值；反之，内能减少时取负值。所以从热力学意义上来说，内能是一种状态参数，它等于系统所吸收的热量与克服外力所做的功之差。

在系统中分子热运动的动能主要与温度有关，也受密度的影响，而分子相互作用势能则表现为压力的大小，它主要与比容(密度)有关。因此内能为容积 V 和温度 T 的函数。它的数学表达式为

$$e = e(V, T) \tag{2-4}$$

式中 e 为单位质量的内能

2. 比热——如果对(2-4)式取微分，因为(2-4)式中 e 为变量 V 和 T 的函数，所以不能取全微分，而只能取偏微分。故有

$$de = \left(\frac{\partial e}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_V dT \tag{2-5}$$

部分读者可能对偏微分方程不太熟悉，但这并不要紧，只要读者已阅读过“流体力学基础”一书，对上式的物理意义就可以一目了然了。

其中 $\left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_V$ 是表示在等容过程中内能随温度的变化率；而 $\left(\frac{\partial e}{\partial V}\right)_T$ 是表示在等温过程中内能随比容的变化率。换句话说，$\left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_V$ 表示在定容过程中，温度提高或降低一个微小量所吸收和放出的热量；所以 $\left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_V$ 称为定容比热，以 $\left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_V = C_V$ 表示之。

而 $\left(\frac{\partial e}{\partial V}\right)_T$ 对于理想气体而言，$\left(\frac{\partial e}{\partial V}\right)_T = 0$，它表明理想气体内能的变化与比容无关，而只取决于温度。由于 $\left(\frac{\partial e}{\partial v}\right)_T = 0$，对于理想气体(2-5)式可改写为

$$de = C_V dT \tag{2-6}$$

再将上式积分得

$$e - e_0 = C_v(T - T_0)$$

e_0 表示在温度为 T_0 时的内能，如果取 $T_0 = 0K$，则 $e_0 = 0$，于是

$$e = C_v T \tag{2-7}$$

上式的物理意义是：单位质量理想气体的内能等于定容比热与绝对温度的乘积。

在等压过程中，温度提高或降低一个微小量时，单位质量物质吸收或放出的热量，定义为定压比热，很显然以 $C_p = \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_p$ 表示之。其中 q 为单位热量。

至此我们可以将比热 C 定义为 $C = dq/dT$，也就是说，比热 C 是系统内每单位质量，温度升高 1 度所需的热量，其大小与加热的具体过程有关。比热是气体的一个重要性质，对于一个简单系统，内能 e 和压力 p 只依赖于 v 和 T，因此在 v，T 状态图上，任一可逆过程都可画出一条相应的曲线，如图 2-2 所示。当然，由于 $p = p(v, T)$，我们亦可选 p-T 图或 p-v 图。

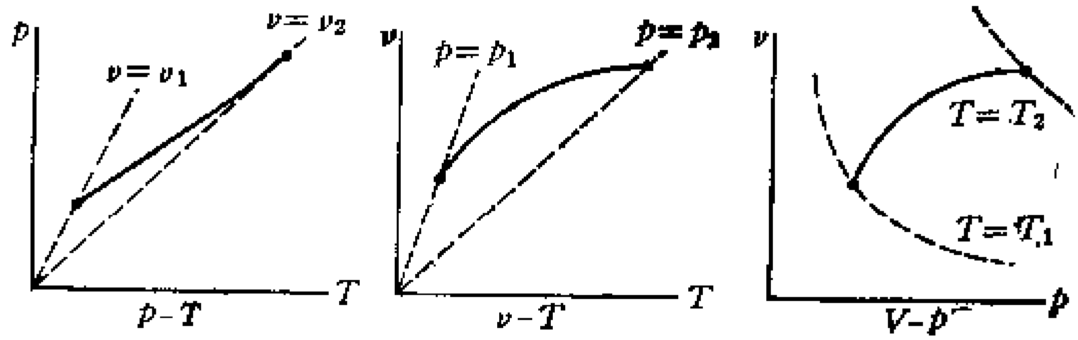


图 2-2 可逆过程的 P-T、v-T 和 v-p 图

由此，只要知道两个不同过程的比热，我们就可以知道所有过程的比热。通常应用两种比热，即定压比热 C_p 和定容比热 C_v。

热力学第一定律有 $dq = C_v dT + p dv$，而理想气体的状态方程为 $pv = RT$，将此方程微分可得 $p dv = R dT$，于是热力学第一定律可改写为 $dq = C_v dT + R dT$，将此式除

以 dT，可以得到定容比热和定压比热之间的关系式（曼也尔公式）

$$C_p - C_v = R \tag{2-8}$$

式中 R 是特定气体的气体常数，对于空气而言 $R = 287.06$ 焦耳/千克·度（SI 制）。

由此可知理想气体的状态方程为

$$p = \rho RT \tag{2-9}$$

在热力学中，定压比热和定容比热之比值是一个很重要的参数，称为比热比，或称绝热指数，又可称为等熵指数。以符号 k 表示之，于是

$$k = \frac{C_p}{C_v} \tag{2-10}$$

由式（2-8）可知

$$C_v = \frac{R}{(k-1)} \quad 或 \quad R = C_v(k-1)$$

$$C_p = \frac{k}{(k-1)} \cdot R \tag{2-11}$$

对于理想气体来说，比热并不是固定不变的，比热和比热比是温度的函数，密度的变化对比热值也有影响。在进行理论分析及近似计算时，为了方便起见，常常假设气体的比热和绝热指数是常数。

上面所给出的定压比热和定容比热之间的关系建立了蒸汽温度和压力与汽化潜热之间的关系，给出了循环过程效率的上限等等，这些都是研究热机原理的基础，本书不予讨论。

3. 热焓——在热力学中另一个与 e 有关的状态函数，此参数可以选择 P 为其当然的独立变量，这样的一个函数叫做焓或称热焓。其定义为

$$H = E + PV$$

或

$$h = e + pv \tag{2-12}$$

式中H是对一定量的物质(整个系统)而言，而h是对单位质量而言。E为系统的内能(不是内能变化量dE)，而pV是系统的体积乘以压强，量纲为功(能)，通常称为压力位能。显然压强越高，体积越大，系统所含有的压力位能越高。因此，当气体处于静止状态时，$E + pV$是气体的总能量，故热焓代表了气体所含有的总能量。

由热力学第一定律

$$dq = de + pdv$$

因为pv的微分为$d(pv) = pdv + vdp$，所以上式为

$$dq = de + d(pv) - vdp$$

将(2-12)式微分得

$$dh = de + d(Pv) = dq + vdp$$

由上式可得出C_v和C_p的另一种表达形式

$$C_v = \frac{\partial h}{\partial T} + \left(\frac{\partial h}{\partial p} - v\right)\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)$$

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p$$

在定压过程中，向系统中加入的热量，全部转化为系统的热焓，即

当$dp = 0$时

$$(dh)_p = (dq)_p$$

由前面的定义$(dq)_p = C_p dT$

所以

$$dh = C_p dT \tag{2-13}$$

式(2-13)积分后得

$$h - h_0 = C_p(T - T_0) \tag{2-14}$$

在绝对零度时的热焓为 $h_0 = C_pT_0 = 0$

所以有

$$h = C_pT \tag{2-15}$$

4. 熵——在热力学中，熵 S 也是一种状态函数。它在系统的某一过程中的变化只与系统的初态和终态有关，而与过程的路径无关。熵 S 是确定系统的状态是否处于稳定平衡的一个状态参数。

熵的概念是在研究理想热机的循环过程中引出来的，它可以成为判断一个过程能否自动进行，是可逆还是不可逆，以及过程进行的限度的一种判据。熵在一切热力学过程的研究上得到了广泛的应用，有其非常重要的实践和理论上的意义。下面我们讨论熵的物理含义。

由热力学第一定律知：

$$dq = de + pdv$$

由式（2-13）$dh = de + pdv + vdp = C_pdT$ 则

$$dq = C_pdT - vdp \tag{2-16}$$

而上式从数学上来讲不是一个全微分，因此，量 q 不是状态函数，就是说由 A 状态变到 B 状态过程中，热量 q 值的改变量不是一个固定的值，而是与它的路径有关，如图 2-3 所示。

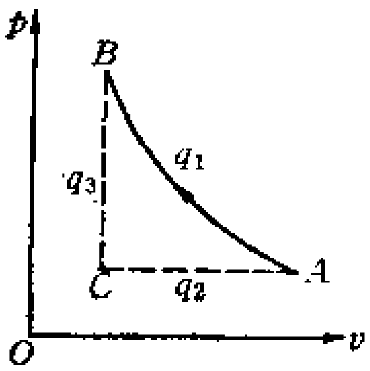


图 2-3 p-v 图中的状态变化

由 A 状态到 B 状态所需的热量为 q_1，可是按定容过程由 A 状态到 C 状态所需的热量为 q_2，再由定压过程变到 B 状态所需热量为 q_3。这个过程中由 A 状态变到 B 状态所需热量为 $q_2 + q_3$，而且明

显的

$$q_1 \neq q_2 + q_3$$

但是如果把(2-16)式用 T 除一下，则

$$\frac{dq}{T} = C_p \frac{dT}{T} - \left(\frac{v}{T}\right) \cdot dp$$

如果介质为理想气体，其状态方程为 $p = \rho RT$，则

$$\frac{dq}{T} = C_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \tag{2-17}$$

从(2-17)式来看，dq/T 为某一个量的全微分，这个量为状态参量 T 和 p 的函数，它的变化只与系统的初态和终态有关，而与过程进行的路径无关。热力学上把这个量叫做熵，并以符号 S 表示之，即

$$dS = \frac{dq}{T} \tag{2-18}$$

因为(2-17)式为 S 的全微分，所以把(2-17)式积分，得到

$$S - S_0 = C_p \ln T - R \ln p \tag{2-19}$$

由式(2-11)可知，对于理想气体 $R = \frac{k-1}{k} C_p$，所以

$$S = C_p \ln \frac{T}{p^{\frac{k-1}{k}}} + S_0 \tag{2-20}$$

如果是一个等熵过程 $S - S_0 = 0$，从上式可得

$$\frac{T}{p^{\frac{k-1}{k}}} = 常数 \tag{2-21}$$

式(2-21)称为以状态参数 T 和 p 表示的理想气体的等熵方程式。

由气体状态方程 $T = \frac{p}{R\rho}$ 代入式(2-21)则可改写为以 p 或 ρ(或 v)表示的等熵方程

$$p\rho^{-k} = 常数 \quad 或 \quad pv^k = 常数 \qquad (2\text{-}22)$$

式(2-21)和(2-22)的物理意义是相同的，此二式概括了在等熵过程中，理想气体状态参数变化所遵守的规律。

那末，等熵过程要有一些什么条件呢？

由熵的定义 $dS=\frac{dq}{T}$ 可知等熵过程必须有下列二个条件。

1. 等熵过程必须是 $dS=\frac{dq}{T}=0$，因此必须 $dq=0$，这就意味着，整个过程中系统与外界没有任何热的交换(热量没有输出也没有输入)，即过程是绝热的。

2. 在整个过程中系统内部也不允许由于气体分子间(或与器壁)的摩擦而产生热量，因此必须是无粘性的理想气体，或过程非常的缓慢。

系统在绝热过程不发生熵的变化的过程是指一个可逆(能够使系统恢复到最初状态，而不在周围环境中留下任何变化痕迹的过程称为可逆过程)过程。反之，为不可逆过程，一切能自动进行的过程都是不可逆的。由此可知等熵过程就是一个绝热的可逆过程，在不可逆过程中，熵是增加的。

可是，实际上在自然界中理想的等熵过程是绝对不存在的。但是我们在处理问题时，为了简便起见，常常把一些熵的变化很小的过程近似地作为等熵过程来处理，正如把实际流体当作理想流体来处理一样。

附带说一下，对于系统的任何一个平衡状态，它的任何一个状态参数都是唯一确定的。例如，如果系统从一个平衡状态 A 变到另一平衡状态 B (如图 2-3 所示)，那么 E_B-E_A 与两个状态间的变化过程无关。状态参数的这种性质所带来的重要后果将会变得十分明显。

有人还把状态参数的强度量和广延量加以区分。凡其数值与系统质量有关的状态参数称为广延状态参数，故系统的质量M是个广延参数，E，V 和 S 也是广延参数。例如，如果某种气体的质量增加一倍，则内能也增加一倍；又如，由几部分组成的系统的能量等于各部分能量之和。

凡其数值与系统总质量无关的状态参数称为强度状态参数，p 和 T 是典型的强度状态参数。对于每一个象 E 这样的广延参数，我们可以引人一个相应的强度参数 e，它是单位质量的内能，即比内能。同样我们还可定义比容 v 比熵 s 等等，比量以小写字母表示。

三、热力学第二定律

热力学第一定律只给出了能与功的相互转化关系，但并未说明这种转换过程的性质，也没有说明过程进行有否可能，过程进行的方向，以及过程可以进行到何种程度。热力学第二定律则回答了这些问题。

人类在大量的生产实践中认识到"热量不能由温度较低的物体自动地流向温度较高的物体"。这是一个很普通的常识，但是却是意义很大而含义又很深的热力学第二定律最通俗的一种说法。

热力学第二定律理论性的定义是：在任何一种与外界无能量交换的隔离系统中所发生的过程若是可逆过程，则熵始终保持不变，然而一旦发生了不可逆过程，系统的熵就要增大，其数学表达式是

$$dS - \frac{dq}{T} \geq 0 \tag{2-23}$$

显而易见，在一切不可逆过程中，总有不可逆的机械功转化为热，从而使得量 $dq/T \geqslant 0$，因而隔离系统中发生的不可逆过程总是使系统的熵值增大。

因为在可逆过程中 $dS=0$，或 S 保持不变，因此对于可逆过程由于 $dq=de+pdv$，又因为 $dq=TdS$ 所以

$$TdS = de + pdv \tag{2-24}$$

(2-24)式为热力学第一和第二定律用于可逆过程时的解析表达式。同样的，对于不可逆过程有

$$\begin{aligned} de &< TdS - pdv \\ dh &< TdS + vdp \end{aligned} \tag{2-25}$$

§2-2 应力与应变

一、应力状态

现在来讨论，在外力作用下处于平衡(静平衡或动平衡)状态下的物体，外力是从物体外部加在物体上的力。这部分力包括加在物体表面上的表面力，也包括因重力而产生的在物体所有体积单元上的体积力。

当物体在外力作用时，物体内部各部分之间，还同时产生着相互作用的力。如果假想用任一平面 S 将物体截成 A 和 B 两部分，其中一部分(例如 A)对另一部分(B)的作用，是通过作用于平面 S 上的一些力来实现的。这些力因为作用在物体内部，因此我们称它为物体的内力。如图 2-4 所示，物体的两部分在内力和外力作用之下，处于平衡状态。

一般来说，内力在被 S 截开的平面上的分布是不均匀的。如果我们考虑截面上一点 M，在 M 点取一微小面积 ΔS，并

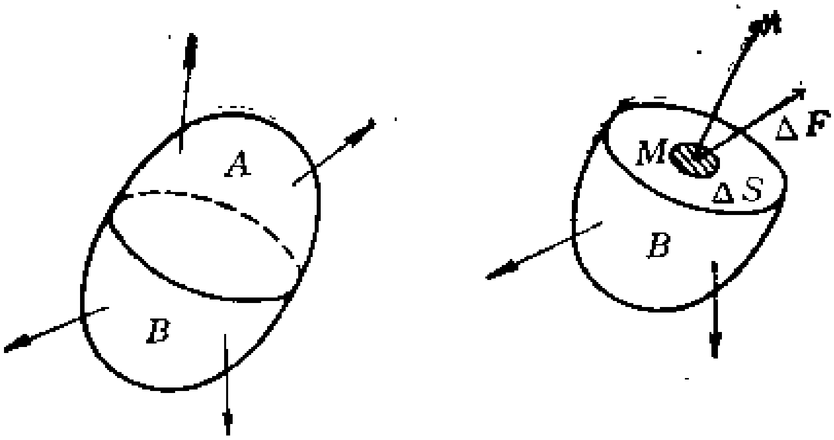


图 2-4 处于平衡状态的物体

假设微小面积元 ΔS 的外法线方向为 n，在面积元 ΔS 上作用的内力为 ΔF。于是从材料力学的概念可以知道，$\frac{\Delta F}{\Delta S}$ 表示了在 M 点外法线方向为 n 的面积元 ΔS 上平均内力强度，如果取其极限，则

$$\lim_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta F}{\Delta S} = \sigma \tag{2-26}$$

于是在 M 点处外法线方向为 n 的面上的内力强度称为应力 σ。

附带说明一下，如果以向量的形式来表示的话，应力 σ 可以记为 σ_n。且要注意的是，应力向量不仅与作用点的位置有关，而且与所考虑的作用面有关，σ_n 表示 n 所指向的部分（A 部分对本部分（B 部分）作用的应力向量。按照作用与反作用相等的牛顿第三定律可以确定，通过同一面积元传递的 A 部分对 B 部分的作用力，其值大小相等，而作用方向相反，即 $\sigma_A = -\sigma_B$。

如何描述这一点 M 处的应力状态呢？当然不必作出通过此点作用面不同的无限多个应力向量。实际上，只要知道了

法线不共面的任意三个作用面上的应力向量，则过此点其它所有作用面上的应力向量都可以被表达出来。因此，这一点的应力状态也就完全被确定了。

根据实验观察可知，材料的强度不仅与应力的数值大小有关，而且亦与应力状态的性质有关。例如，大多数固体承受各向相等的很高的正压力而不破坏，可是相反地，同一物体在受到剪切和各向不等的正压力作用时，往往较低的数值时就会发生破坏。为了进一步研究物体的变形情况，我们可以把应力分解成仅与体积变化和仅与形状变化有关的两部分，即所谓的正应力和切应力。

二、应 变 状 态

物体内各点的位置，在外力作用下，必然要发生不断的变化。这种位置的相互变动，称为位移，这种位移是时间和空间的函数。

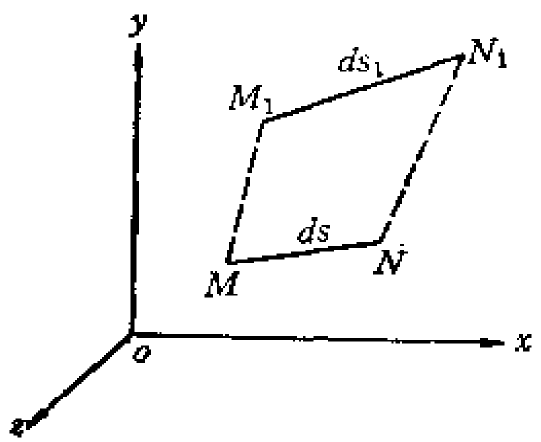


图 2-5 线单元 MN 的位移

我们观察物体内一点 M，并且过 M 点取长度为 ds 的线单元 MN，受外力作用后，MN 变形而移动到 M_1N_1，如图 2-5 所示。M 点在变形前的坐标为 x, y, z，变形后 M_1 的坐标为 $x+W_x, y+W_y, z+W_z$，其中 W_x, W_y, W_z 是 M 点移至 M_1 后的三个分量。对于 N 点在变形前的坐标为 $x+dx, y+dy, z+dz$，变形后的坐标为 $x+W_x+d(x+W_x), y+W_y+d(y+W_y), z+$

$W_z+d(z+W_z)$，其中 W_x+dW_x，$y+dW_y$，$z+dW_z$ 是 N 点移至 N_1 的三个分量。

如果假定变形物体仍是连续的，即位移是坐标的连续函数，且位移的导数也是连续的。因此可将 N_1 点的位移相对 M_1 点进行泰勒级数展开，并且只取 dx、dy、dz 的一次项，则

$$\begin{aligned}
W_x+dW_x&=W_x+\frac{\partial W_x}{\partial x}dx+\frac{\partial W_x}{\partial y}dy+\frac{\partial W_x}{\partial z}dz\\
W_y+dW_y&=W_y+\frac{\partial W_y}{\partial x}dx+\frac{\partial W_y}{\partial y}dy+\frac{\partial W_y}{\partial z}dz\\
W_z+dW_z&=W_z+\frac{\partial W_z}{\partial x}dx+\frac{\partial W_z}{\partial y}dy+\frac{\partial W_z}{\partial z}dz
\end{aligned}\tag{2-27}$$

而且线 M_1N_1 长度 ds_1 的三个分量为

$$dx_1=d(x+W_x)\quad dy_1=d(y+W_y)$$
$$dz_1=d(z+W_z)$$

由此可知，物体受到外力作用而引起的形状和尺寸的变化，称为应变。

对于过已知点引出的微线段，其变形后的长度减去变形前的长度，与变形前的长度之比

$$\varepsilon=\frac{(ds_1-ds)}{ds}\tag{2-28}$$

称为该点的应变。

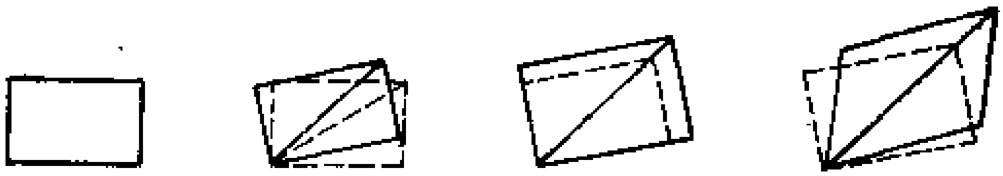
根据弹性力学及以上分析不难得到三个线应变分量为

$$\varepsilon_{xx}=\frac{\partial W_x}{\partial x},\quad \varepsilon_{xy}=\varepsilon_{yx}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial W_x}{\partial y}+\frac{\partial W_y}{\partial x}\right)$$
$$\varepsilon_{yy}=\frac{\partial W_y}{\partial y},\quad \varepsilon_{yz}=\varepsilon_{zy}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial W_y}{\partial z}+\frac{\partial W_z}{\partial y}\right)$$

$$\varepsilon_{zz}=\frac{\partial W_z}{\partial z}\quad \varepsilon_{zx}=\varepsilon_{xz}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial W_z}{\partial x}+\frac{\partial W_x}{\partial z}\right)\tag{2-29}$$

当 M 点的九个应变分量(其中六个是独立的)确定后，则该点的应变状态就可以确定下来。

图 2-6 表示了在 xoy 平面内矩形单元面变形的过程和情况，(a) 表示变形前的状态，(b)，(c)，(d) 表示变形过程的分解图，(b) 是转动，(c) 是线伸长，(d) 是角度的变化。因此，变形后的状态是通过转动、线应变和角应变来达到的。



(a) 原始状态　(b) 转动　(c) 线伸长　(d) 角度变化

图 2-6　变形状态的分解

必须指出：对于物体上某个给定点来说，当给定了它的所有应变分量后，此点处的应变状态就完全确定了。如果对于整个物体内给定所有各点的应变分量，即给出一个应变分布，此时我们可以设想将物体分割成无限多个单元，而每个单元的变形状态也完全由相应点的应变所决定。但是，当每个单元各自按自己变形的特点去变形时，就有可能使原来互相毗连吻合的表面不再互相吻合，或者相互之间出现空隙，或者相互重迭。因此，为了保证位移单值连续，物体中各点的应变分布就不能是任意的，而在各点的应变分量之间必须满足一定的关系，各个应变分量之间，必须相互协调。弹性力学又给我们提出了一个协调方程如下：

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x^2}=2\frac{\partial^2 \varepsilon_{xy}}{\partial x \partial y}\\
&\frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial y^2}=2\frac{\partial^2 \varepsilon_{yz}}{\partial y \partial z}\\
&\frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial z^2}=2\frac{\partial^2 \varepsilon_{zx}}{\partial z \partial x}\\
&\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x}+\frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y}-\frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z}\right)=\frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial x \partial y}\\
&\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y}+\frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z}-\frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x}\right)=\frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y \partial z}\\
&\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z}+\frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x}-\frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y}\right)=\frac{\partial \varepsilon_{yy}}{\partial x \partial z}
\end{aligned}
\qquad (2\text{-}30)
$$

三、应　变　率

前面我们讨论的是在小位移的情况下，所以是从位移场来考虑的。而在大变形的情况下，通常采用速度场来描述介质的运动，如图 2-7 所示。此时介质的运动速度是坐标和时间的函数，可描述为

$$u = u(x, y, z, t) \quad (2\text{-}31)$$

此时，t 时刻位于 (x, y, z) 点处介质的质点，在 dt 时间间隔内所产生的无限小位移增量为

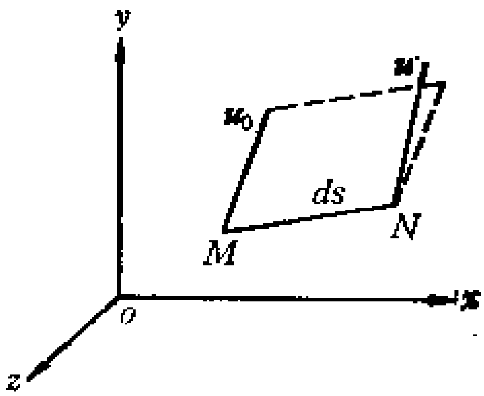


图 2-7　线单元 MN 上的速度

$$dW = u(x, y, z, t)dt$$

我们考察物体内的一点 M，并且在 M 点附近距离 ds 上

取一点 N。假设 M 点在三个坐标方向的速度分量为 u_{x0}，u_{y0}，u_{z0}，N 点在三个坐标方向的速度分量为 u_x，u_y，u_z。又假设物体内各点的速度，以及速度的导数皆是连续的，则 N 点的速度就是 M 点速度和 N 点相对于 M 点位置的线性函数。

于是可以定义应变率为应变增量除以对应的时间间隔，当时间间隔趋近于零时的极限值

$$\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\varepsilon_{xx}}{\Delta t}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{1}{\Delta t}\left(\frac{\partial W_x}{\partial x}\right)=\frac{\partial}{\partial x}\lim_{\Delta t\to 0}\frac{W_x}{\Delta t}$$

由于 W_x 是给定点 M 在 Δt 时间间隔内 x 方向上的位移分量，其极限值 $\lim\limits_{\Delta t\to 0}\dfrac{W_x}{\Delta t}$ 必须是该点在 x 方向上的速度分量。所以在小变形情况下

$$\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\varepsilon_{xx}}{\Delta t}=\frac{\partial u_x}{\partial x}\quad 可写为\quad \dot{\varepsilon}_{xx}=\frac{\partial u_x}{\partial x}$$

对于切应变：

$$\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\varepsilon_{xy}}{\Delta t}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{1}{2\Delta t}\left(\frac{\partial W_y}{\partial x}+\frac{\partial W_x}{\partial y}\right)$$

$$=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial x}\lim_{\Delta t\to 0}\frac{W_y}{\Delta t}+\frac{\partial}{\partial y}\lim_{\Delta t\to 0}\frac{W_x}{\Delta t}\right)$$

同样地，W_y 是给定点 M 在 Δt 时间间隔内 y 方向上的位移分量，其极限值 $\lim\limits_{\Delta t\to 0}\dfrac{W_y}{\Delta t}$ 必定是该点在 y 方向上的速度分量。所以

$$\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\varepsilon_{xy}}{\Delta t}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_y}{\partial x}+\frac{\partial u_x}{\partial y}\right)$$

可写为

$$\dot{\varepsilon}_{xy}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_y}{\partial x}+\frac{\partial u_x}{\partial y}\right)$$

同理可得：

$$\dot{\varepsilon}_{yy}=\frac{\partial u_y}{\partial y}\qquad \dot{\varepsilon}_{yz}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_z}{\partial y}+\frac{\partial u_y}{\partial z}\right)$$

$$\dot{\varepsilon}_{zz}=\frac{\partial u_z}{\partial z}\qquad \dot{\varepsilon}_{zx}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial z}+\frac{\partial u_z}{\partial x}\right)\tag{2-31}$$

当这六个应变率分量确定后，就完全确定了某一点的应变率状态。

体应变率定义为体应变 θ 的增量除以相对应的时间间隔，当时间间隔趋近于零时的极限值

$$\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\theta}{\Delta t}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{1}{\Delta t}(\Delta\varepsilon_{xx}+\Delta\varepsilon_{yy}+\Delta\varepsilon_{zz})$$

$$=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{1}{\Delta t}\left(\frac{\partial W_x}{\partial x}+\frac{\partial W_y}{\partial y}+\frac{\partial W_z}{\partial z}\right)$$

$$=\frac{\partial}{\partial x}\lim_{\Delta t\to 0}\frac{W_x}{\Delta t}+\frac{\partial}{\partial y}\lim_{\Delta t\to 0}\frac{W_y}{\Delta t}+\frac{\partial}{\partial z}\lim_{\Delta t\to 0}\frac{W_z}{\Delta t}$$

$$=\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}$$

所以体应变率可写为

$$\dot{\theta}=\dot{\varepsilon}_{xx}+\dot{\varepsilon}_{yy}+\dot{\varepsilon}_{zz}=\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}\tag{2-32}$$

§2-3 本 构 关 系

本构关系是描述材料的力学性质的数学关系，在流体力学问题中，本构关系就是通常所说的状态方程；由于世界上存

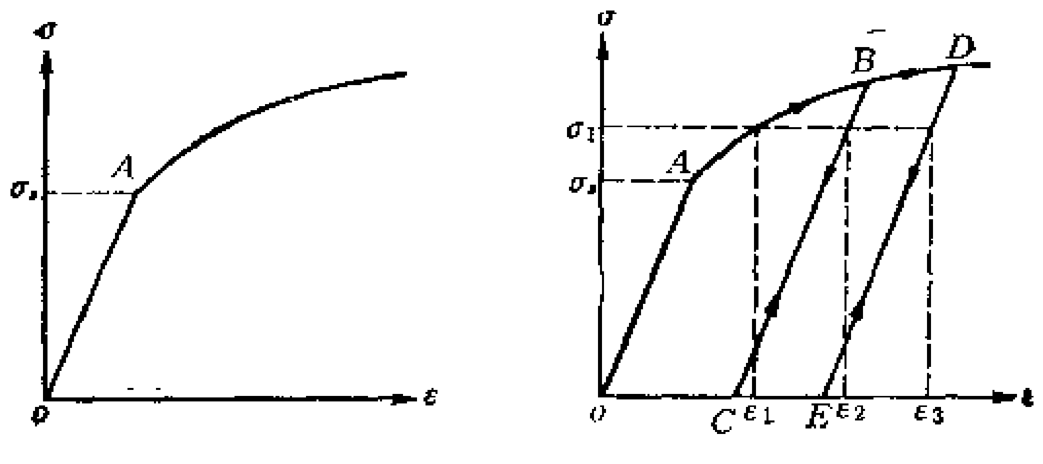
在着各种各样的材料，当然其力学性质也是各不相同的。但是这样多的材料我们可以把它们归纳为气体、液体和固体三种状态。而用不同的状态方程来描述它们的物理力学性质。例如，在固体力学中，材料的本构关系包括了屈服准则，硬化规律，以及应力-应变关系。

本构关系是在大量的实验基础上，按照预先提出的数学、力学模式所建立的。这方面的工作虽然进行了很多，但是对于材料在冲击荷载下（包括因爆炸引起的）的塑性应力-应变关系，高压、高温和高应变率条件下的屈服准则及硬化规律，仍然缺乏了解。下面阐述一下本构关系以及通常所采用的流体-弹塑性模式的一般知识。

一、应力-应变曲线

1. 弹性、塑性应力-应变曲线

对材料进行应力-应变试验，一般采用圆柱形试件。圆柱形试件在轴向外载荷作用下，其应力-应变曲线如图 2-8 所



（a）应力-应变曲线　　（b）塑性加、卸载

图 2-8　外载作用下材料的应力-应变关系

示。在外载较低时，应力与应变成正比关系，并且当外载去掉后，试件能恢复至原来的状态，即卸载按原来加载的路径返回，此阶段称为弹性阶段；当外载超过屈服极限后，试件发生屈服，而进入塑性阶段。

在塑性阶段，如图 2-8(b) 所示，荷载到达 B 点，然后开始卸载。此时应力、应变不按原始的加载路径返回，而是 B 点沿着一条与弹性段 OA 平行的直线 BC 返回，交横坐标于 C 点。即外载全部卸去后，应力回到零，而应变却不是零，这时材料中的残余应变为 OC。当此材料再重新加载时，应力、应变则沿着刚才的卸载直线 CB 上升，并且在达到 B 点后，材料才再次发生屈服（屈服应力已提高）。如果继续加载，则按照 BD 的路线继续上升；如果到达 D 点后，再卸去荷载，则卸载路径仍然是沿着平行于 OA 的 DE 直线返回，其残余变形为 OE。

由图 2-8 可以看出，对于弹性变形，应力-应变有一一对应的关系，一般是线性关系，即应力-应变关系服从著名的胡克定律，即

$$\varepsilon = f(\sigma) = \sigma/E$$

而对于塑性阶段，应力与应变之间不存在一一对应关系。应变不仅与应力有关，而且还与加载历史有关。例如，对于应力 σ_1，从图 2-8(b) 上看出，其应变不一定是 ε_1，而与加载历史有关，如果加载历史仅是初始加载，应变应该是 ε_1。如果历史上已加载到达过 B 点，则 σ_1 所对应的应变不再是 ε_1，而应该是 ε_2。同样的，如果加载到达过 D 点，则对应于 σ_1 的应变应该是 ε_3，以此类推……。由此我们可以看出弹性变形和塑性变形的重要区别是，前者的应力-应变有一一对应关系，且是线性关系。而后者的应力-应变没有一一对应关系。在塑

性阶段，应变应该是应力和加载历史的函数，可表示为 $\varepsilon = f(\sigma$，加载历史$)$.

当材料初始加载超过屈服极限后，在材料卸载后，再重新加载时，材料并不是在原来初始屈服应力之下进入屈服，而是在达到历史上曾经达到过的最大塑性应力时，才重新屈服，这好象是材料提高了屈服强度一样，我们把这一现象称为强化和硬化. 在建筑工程上，就利用这一现象将钢筋通过冷拉，以使钢筋硬化或强化来提高钢材的屈服强度，并大大的提高了钢材的利用率，以节省钢材. 另外，实验还表明在完全卸载后，反向加载时（例如由拉变成压），材料的屈服极限比初始屈服应力降低，这种现象称为包兴格效应.

材料的应力-应变曲线还与应变率有很大关系. 一般来说，随着应变率的提高，应力-应变曲线上移，材料的屈服极限也相应提高. 应变率的影响是动态应力-应变关系与静态应力-应变关系的主要区别，但是应变率对应力-应变关系的影响，只有在应变率相差几个数量级时才显著起来. 因此，在弹塑性动力学研究中，有时可以不考虑应变率的影响. 在不考虑应变率影响的基础上发展起来的理论，称为应变率无关理论，或弹塑性理论；在考虑应变率影响的基础上发展起来的理论，称为应变率有关理论，或粘弹性理论.

2. 广义胡克定律

在弹性范围内，物体内任一点的应力状态只对应于一定的应变状态，反之亦然. 应力与应变相互是单值函数，因此应力与应变之间的关系可写为

$$\sigma_{xx} = f_1(\varepsilon_{xx},\ \varepsilon_{yy},\ \varepsilon_{zz},\ \varepsilon_{xy},\ \varepsilon_{yz},\ \varepsilon_{zx})$$
$$\sigma_{yy} = f_2(\varepsilon_{xx},\ \varepsilon_{yy},\ \varepsilon_{zz},\ \varepsilon_{xy},\ \varepsilon_{yz},\ \varepsilon_{zx})$$
$$\sigma_{zz} = f_3(\varepsilon_{xx},\ \varepsilon_{yy},\ \varepsilon_{zz},\ \varepsilon_{xy},\ \varepsilon_{yz},\ \varepsilon_{zx})$$

$$\sigma_{xy} = f_4(\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zx})$$
$$\sigma_{yz} = f_5(\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zx})$$
$$\sigma_{zx} = f_6(\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zx})$$

假如加载前没有初应力，在小变形情况下，可以将上面 6 个式子都进行台劳展开，并只取一次项，于是上面 6 式成为

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} \end{bmatrix} \tag{2-33}$$

式中 $C_{m,n}$ $(m, n = 1, 2, \cdots 6)$ 称为弹性系数。对于均匀物体，物体内各点如有相同的应力状态，必然产生相同的应变，所以这 36 个弹性系数都是常数。对于大多数弹性固体来说，独立的弹性常数是远小于 36 个，常数的减少是由于材料的对称性(例如各向同性等)所引起。

式(2-33)是广义胡克定律的一般形式，广义胡克定律表明应力分量是应变分量的函数。

上面的 36 个弹性常数有下面性质

(1) 按照弹性位能表达式，弹性常数矩阵可以化为对称矩阵，因此 36 个常数可减少到 21 个，即 $C_{m,n} = C_{n,m}$。

(2) 各向同性假设。如果材料是各向同性体，在任何方向上，物体的弹性性质都是相同的，也就是说在各个方向上，应力与应变关系都是相同的。对于各向同性体，不论坐标作任何变换，由(2-33)所得到的应力值和符号皆不应改变。而且可以证明对于各向同性体，可以简化到(而且只有) 3 个弹性常数，并且其中只有两个是独立的(详细证明过程，本书不予

阐述)。

3. 弹性常数

在各向同性体假设中:

(1) 由于沿任何两个相反方向,弹性关系相同,可以将弹性常数由 21 个减少到 9 个。

(2) 又由于沿两个相互垂直方向,弹性关系相同,可以将弹性常数由 9 个减少到 3 个。

(3) 沿二轴转动任何角度后的方向,弹性关系相同,因此仅有 2 个弹性常数是独立的。

下面根据弹性理论,简单介绍一下在广义胡克定律中应用到的几个弹性常数,其关系式如下

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} = \frac{2\nu G}{1-2\nu} = K - \left(\frac{2}{3}\right)\cdot G$$

$$\mu = G = \frac{E}{2(1+\nu)}$$

$$E = \frac{(3\lambda+2\mu)\mu}{(\lambda+\mu)} = \frac{9KG}{(3K+G)}$$

$$\nu = \frac{\lambda}{(\lambda+\mu)\cdot 2} = \frac{(3K-2G)}{2(3K+G)}$$

$$K = \lambda + \frac{2}{3}\mu = \frac{E}{3(1-2\nu)} = \frac{2(1+\nu)G}{3(1-2\nu)} \qquad (2\text{-}34)$$

上式中:

(1) λ, μ 称为拉梅常数,通常使用在波的传播问题上,$(\lambda+2\mu)$ 的组合给出纵波传播速度,μ 的组合给出横波传播速度。

(2) 弹性模量 E,剪切模量 G,泊松比 ν 通常使用在弹性力学问题上。E 表示在简单拉伸情况下,应力与应变之比;G 表示在剪切情况下,切应力与切应变之比;ν 表示圆柱单向

拉伸时，横向收缩与纵向伸长之比。

(3) 体积模量 K 与剪切模量 G，通常使用在将变形分解成体积变形和形状变形问题上。K 是静水压力与体应变之比，表示材料抵抗体积变形的能力。

在上述 6 个常数中，实际上只有 2 个是独立的。表 2-1 列出一些常用材料的弹性常数值。

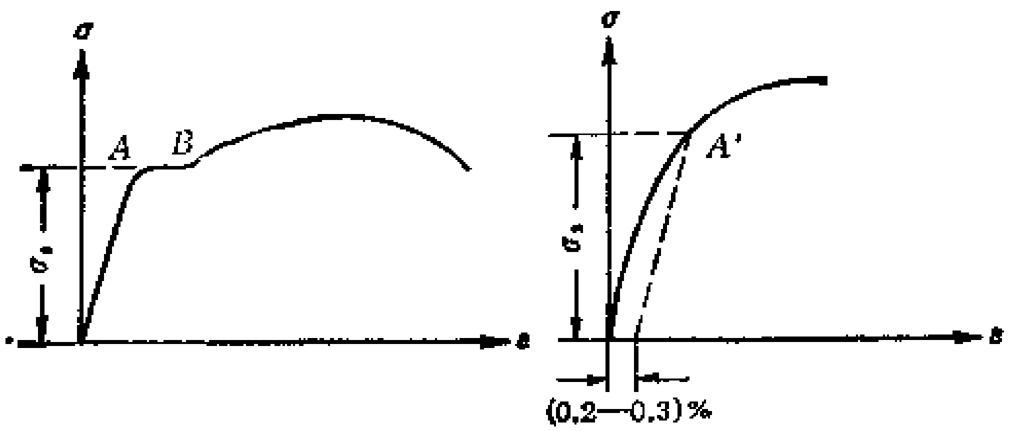
表 2-1 一些材料的弹性常数值

材料 \ 数据 \ 弹性常数	E $(10^5 kg/cm^2)$	G $(10^5 kg/cm^2)$	ν
钢	20	8	0.25
铁	21	8.2	0.28
铝	7.2	2.7	0.33
铜	11.2	4.24	0.32
金	8.24	2.9	0.42
银	7.6	2.75	0.38
锡	5.6	2.12	0.33
镁	4.3	1.65	0.306
铅	1.57	0.55	0.43
锌	10.7	4.28	0.25
钨	36.7	13.6	0.35
镍	21.8	8.15	0.336
硼硅酸玻璃	6.3	2.55	0.24
重硅钾铅玻璃	5.4	2.22	0.224
尼龙	0.348	0.124	0.4
聚乙烯	0.077	0.0265	0.458
聚苯乙烯	0.336	0.122	0.375

二、屈 服 准 则

1. 屈服面

在简单拉伸情况下，判别材料是否进入塑性阶段的条件是材料是否到达屈服应力，如图 2-9 所示，当 $\sigma=\sigma_s$ 时进入塑性阶段。式中 σ_s 是屈服应力，某些材料，如青铜、软钢等的拉伸应力-应变图具有明显的屈服平台，如图 2-9(a) 中的 AB 线段。对应于屈服平台处的应力就是屈服限。当应力达到屈服限时，材料便开始产生明显的塑性变形。有些材料，例如经过退火的铜、铝等的拉伸应力-应变图，如图 2-9(b)，没有屈服平台，而且当应力很小时就出现塑性变形。对于这类材料，一般工程技术上规定：相应于塑性应变的 0.2—0.3% 的应力(如图中 A' 点所示)作为屈服限，称为名义屈服限。



(a) 简单拉伸的屈服点　　(b) 没有屈服平台的应力-应变关系

图 2-9　屈服限

在复杂受力状态下，判别材料进入塑性阶段的条件要复杂得多，一般用应力分量的某一组合来描述。在公式(2-33)中以6个独立的应力分量为坐标的 6 维空间中，材料中某点的应力状态可以用此空间的一个点的 6 个应力分量来表示。当然我们不应该选取任意某一个应力分量的数值作为判断材料是否进入塑性状态的标准。若材料某点的应力状态，从初始点开始连续地变化到塑性出现为止，相对应着应力空间中包

括初始点在内的一个区域，这个区域的外表面称为屈服面，如图 2-10 所示。并可表示为

$$f(\sigma_{ij})=0$$

当表示应力状态的点位于屈服面之内时，材料处于弹性状态。当表示应力状态的点位于屈服面之外时，材料处于塑性状态。

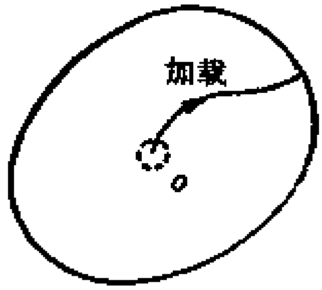


图 2-10 复杂受力状态屈服面

6 个应力分量的数值与所选取的坐标方向有关，采取不同坐标方向，就会得到不同数值的应力分量。但是对于各向同性材料，屈服准则与坐标选择无关，从而可用主应力或应力不变量来表示屈服面：

$$f(\sigma_1,\ \sigma_2,\ \sigma_3)=0$$

或

$$f(I_1,\ I_2,\ I_3)=0$$

2. 几种常用的屈服准则

历史上曾经先后提出过许多不同形式的屈服准则，如最大正应力准则（G. Galileo），最大弹性应变准则（B. de Saint-Venant），弹性总能量准则，最大剪应力准则（H. Tresca），最大畸变能准则（R. Von Mises）和莫尔准则(O. Mohr）等等。但是相对来说，特雷斯卡的最大剪应力准则和密西斯的畸变能准则最接近试验结果，同时数学形式也比较简单，直到目前，仍广为应用，下面介绍这两个准则。

（1）特雷斯卡（H. Tresca）屈服准则

1868 年法国工程师特雷斯卡提出的屈服准则，也称为最大切应力屈服准则，该准则认为最大切应力达到某一定值时，材料发生屈服，可以表示为

$$\max\left(\left|\frac{\sigma_1-\sigma_2}{2}\right|,\ \left|\frac{\sigma_2-\sigma_3}{2}\right|,\ \left|\frac{\sigma_3-\sigma_1}{2}\right|\right)=C_T$$

因为屈服准则对于任何受力状态皆是正确的，因而可以从简单受力情况或薄管扭转来确定常数 C_T。

对于简单拉伸情况 $\sigma_1=\sigma_s$，而 $\sigma_2=\sigma_3=0$，所以 $C_T=\frac{\sigma_s}{2}$，式中 σ_s 是简单拉伸的屈服极限。

对于纯剪切情况 $\sigma_1=-\sigma_3=\tau_s$，得到 $C_T=\tau_s$，式中 τ_s 是剪切屈服强度。

按照特雷斯卡屈服准则，得到

$$\tau_s=\frac{\sigma_s}{2}$$

如果采用简单拉伸屈服强度 σ_s 为判别值，则特雷斯卡屈服准则为

$$\max\left(\left|\frac{\sigma_1-\sigma_2}{2}\right|,\ \left|\frac{\sigma_2-\sigma_3}{2}\right|,\ \left|\frac{\sigma_3-\sigma_1}{2}\right|\right)=\frac{\sigma_s}{2}\quad(2\text{-}35)$$

在应用特雷斯卡屈服准则时，需要预先知道主应力的大小次序，在某些问题中，主应力的方向和大小次序是可以预先判定的（例如根据对称条件判定主应力的方向，根据受力情况判定主应力大小次序），这时应用 $\sigma_1-\sigma_3=\sigma_s$ 是很方便的。但是当主应力的大小次序不能预先判定时，须应用一般式

$$[(\sigma_1-\sigma_2)^2-\sigma_s^2][(\sigma_2-\sigma_3)^2-\sigma_s^2][(\sigma_3-\sigma_1)^2-\sigma_s^2]=0$$

来求出 σ_s，这样在数学上就比较繁琐。

(2) 密西斯 (R. Von Mises) 屈服准则

密西斯屈服准则也称为最大弹性畸变能准则，它认为当弹性畸变能达到某一定值时，材料发生屈服。

上面已经谈到，特雷斯卡准则在预先知道主应力大小次

序的问题中，应用起来是方便的。但是在一般情况下都相当麻烦，于是1913年密西斯指出：特雷斯卡准则在π平面上的截迹是一个正六角形，因此不能用一个简单的方程来表示。此外，六角形的6个角顶点是由实验得到的，但是连接这6个点的直线却包含了假定（认为中间主应力σ_2不影响屈服），这种假设是否合适，需要用实验来证明。密西斯认为：用一个圆来连接这6个点似乎更合理，并且可以避免因曲线不光滑而引起数学上的麻烦。密西斯准则在应力空间中的轨迹是外接于特雷斯卡六角柱体的圆柱体（如图2-11(a)，(b)所示），它与σ_1，σ_2平面的截迹为外接于特雷斯卡六角形的椭圆，在π平面上截迹为半径等于$\sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_s$的圆（图2-11(c)），如用方程来表示，密西斯准则可写成

$$(\sigma_1-\sigma_2)^2+(\sigma_2-\sigma_3)^2+(\sigma_3-\sigma_1)^2=6c_M^2$$

式中c_M为常数，其值可由简单拉伸或薄壁扭转试验来确定。

对简单拉伸：$\sigma_1=\sigma_s$，$\sigma_2=\sigma_3=0$，得到

$$c_M=\frac{1}{\sqrt{3}}\sigma_s$$

对于纯剪切情况（薄管扭转试验）

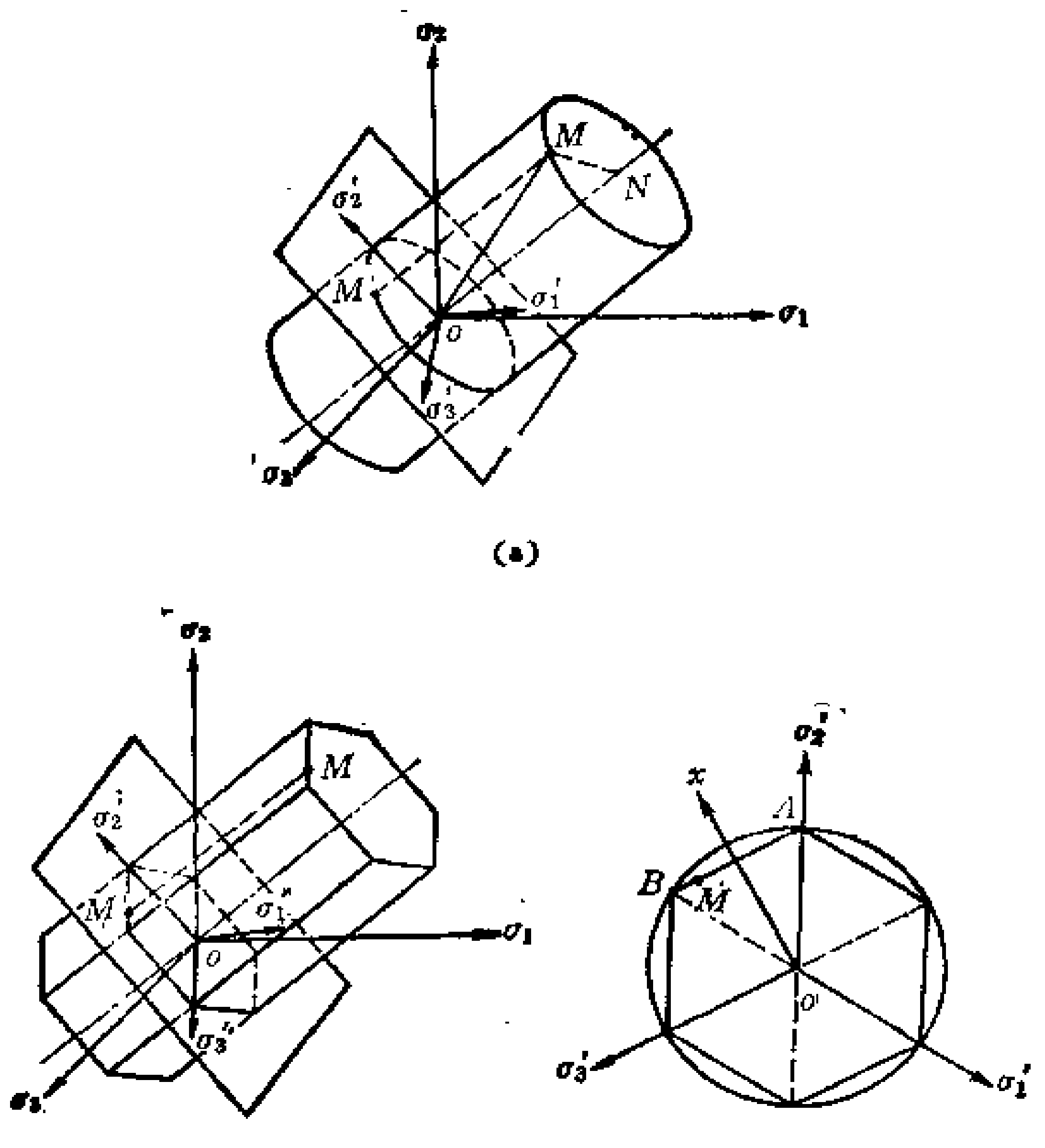
$\sigma_1=-\sigma_3=\tau_s$，$\sigma_2=0$，得到

$$c_M=\tau_s$$

按照密西斯准则，获得拉伸屈服强度与剪切屈服强度的关系为

$$\tau_s=\frac{1}{\sqrt{3}}\sigma_s \quad 或 \quad \tau_s=0.577\sigma_s$$

如果采用简单拉伸屈服强度σ_s为判别值，则密西斯屈服准则为



(a)

(b) (c)

图 2-11 密西斯和特雷斯准则的屈服面

(a) 密西斯屈服圆柱面 (b) 特雷斯卡屈服六边形柱面

(c) π 平面密西斯和特雷斯卡屈服图形

$$J_2 = \frac{1}{3}\sigma_s^2$$

或

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 2\sigma_s^2 \quad (2\text{-}36)$$

在以后的年代里，许多人对密西斯屈服准则作了物理意义的解释；例如1924年 H. Hencky 指出，相当于弹性变形能 W^*（即单位体积内形状改变的能量，又称为变形状比能）等于某一定值，即

$$W^* = \frac{1}{12G}[(\sigma_1-\sigma_2)^2+(\sigma_2-\sigma_3)^2+(\sigma_3-\sigma_1)^2] = c'_M$$

Hencky（1924年）认为：当韧性材料的弹性变形能 W^*达到一定数值时，材料便开始屈服，这是与密西斯准则相一致的。

1937年 A. Nadai 对密西斯准则的物理意义又作了另外的解释。Nadai 认为密西斯准则相当于八面体剪应力 τ_s 等于某一定值，即

$$\tau_s = \frac{1}{\sqrt{3}}\sqrt{(\sigma_1-\sigma_2)^2+(\sigma_2-\sigma_3)^2+(\sigma_3-\sigma_1)^2} = c''_M$$

也就是说，当八面体剪应力达到一定数值时，材料开始屈服。

1952年 B. B. Новожилов 又指出：剪应力的均方值（即在受力物体的某一点处取一小球，该圆球表面上各个方向剪应力的均方值），为

$$\frac{1}{\Omega}\int_\Omega \tau^2 d\Omega = \frac{1}{15}[(\sigma_1-\sigma_2)^2+(\sigma_2-\sigma_3)^2+(\sigma_3-\sigma_1)^2]$$

式中 Ω 为受力物体内的某一点处所取圆球的表面积，τ 为与圆球表面相切的各个微元上的剪应力。

（3）特雷斯卡和密西斯准则的实验验证

有关验证屈服准则的试验资料很多，大多数试验结果都与密西斯准则较为接近。事实上，特雷斯卡和密西斯准则相差不多，在实际应用中这两个准则各有优点：在已知主应力大小次序的情况下，特雷斯卡准则具有简单的数学形式；密西斯准则与试验结果更为接近，而且不要求预先知道主应力的大

小次序。因此，这两个准则都是塑性理论研究中常用的。

前面谈到，按照特雷斯卡准则，应当有 $\tau_s = 0.5\sigma_s$，而按照密西斯准则，则是 $\tau_s = 0.577\sigma_s$。根据扭转试验的结果，当 $\tau_{max} = 0.5—0.6\sigma_s$ 时出现塑性变形，这说明密西斯准则更符合实验结果。

同时，从试验中不难看出，密西斯准则与特雷斯卡准则的差别在纯剪切状态下最为显著，这时密西斯准则所给出的屈服应力比特雷斯卡准则所给出的大 15%。

虽然密西斯准则与实验数据吻合的程度比特雷斯卡准则为好，但是在许多实际应用中，特雷斯卡准则往往比较简单。为了达到既具有特雷斯卡准则的简单形式又具有密西斯准则的精确程度，可将特雷斯卡准则中的屈服强度 σ_s 乘以系数 m，m 凭经验取在 1—1.155 之间，只要 m 值取得适当，则与密西斯准则的差别，不超 8%。

3. 屈服面与破坏面

用不同应力组合的材料强度试验，可以得到材料的破坏条件，对于各向同性材料这种破坏条件可以象屈服面那样用 3 个应力不变量 I_1, I_2, I_3 的函数来描述，例如 $f(I_1, I_2, I_3, K_i) = 0$ 式中 K_i 为经验(由试验决定)常数。

如果将这个条件画在以主应力 σ_1, σ_2, σ_3 为三个坐标轴的主应力空间，就可以得到一个面，称为破坏面。最通用的破坏条件是特雷斯卡和密西斯破坏条件，对于理想简单塑性材料，当应力的组合，使材料达到屈服状态时，就可以认为是破坏了。因此屈服条件和破坏条件是相同的，屈服面也是与破坏面重合的，并且是一个固定的面。对于加工硬化材料，屈服应力是随着荷载的提高与变形的增大而提高的。因此材料的屈服面不同于破坏面，它不是一个固定的面，当材料因加荷

而超越了原来屈服面上的应力状态，就会引起材料新的弹性与塑性应变，从而促使形成一个新的屈服面。加荷可以使屈服面改变形状，大小或移动，这种改变就是我们前面所说的加工硬化(或软化)。

三、加 载 准 则

1. 加载与卸载

当材料进入塑性阶段以后，其应力-应变关系对于加载过程和卸载过程是不同的，需分别进行研究。因此我们在具体讨论塑性阶段的应力-应变关系之前，还需要明确按照什么准则来区分加载过程和卸载过程呢？下面介绍加载准则。

在单向拉伸中，当应力 σ 不超过屈服强度 σ_s 时，材料是处于弹性阶段，应力和应变关系服从胡克定律。这时没有必要去区分加载和卸载过程。但是当应力超过了屈服强度 σ_s，材料便进入到塑性阶段，如图 2-12(a)的 M 点，产生了塑性变形。这时，应力和应变关系对于加载和卸载过程便遵循不同的规律。设 M 点的应力为 σ^*，如果我们再附加上一个无限小的增量 $d\sigma$，那么，根据拉伸试验可知：当 $d\sigma>0$ 时，在拉伸曲线上表征应力状态的点 M 移至 M'，引起了塑性变形的增长(相应的塑性应变的增量为 $d\varepsilon^p$，在图 2-12(a)中的 NN')；同时，材料的屈服限也提高了，材料的这种性质称为强化；由此形成的新的屈服(图中 M' 点)称为后继屈服点。应力的这种变化(即 $d\sigma>0$) 称为加载。

如果 $d\sigma<0$ 那末新的应力状态便不是 M' 点，而是图 2-12(b)中的 M'' 点。这时，材料不会产生新的塑性变形，而且只要应力不超过 σ^*，应力和应变的变化总是遵循弹性规

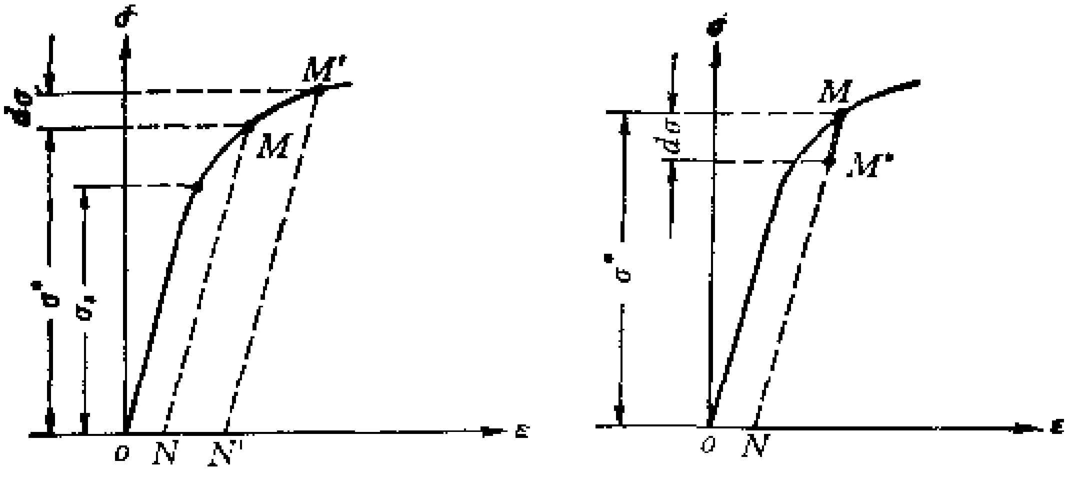


图 2-12 加、卸载曲线

律。这种情况(即 $d\sigma < 0$) 称为卸载。

实验表明，由于材料各向异性的存在，在变形中不同方向的结晶具有不同的应力状态，卸载后在原来加载方向上存在残余应力，从而导致反方向加载时屈服应力的降低，这就是产生复杂受力状态下的包兴格效应的原因。

由于硬化和包兴格效应的存在，描述加载过程极为复杂。为了简化问题，实用上经常采用一些简化模型描述加载过程。下面分别予以简单介绍。

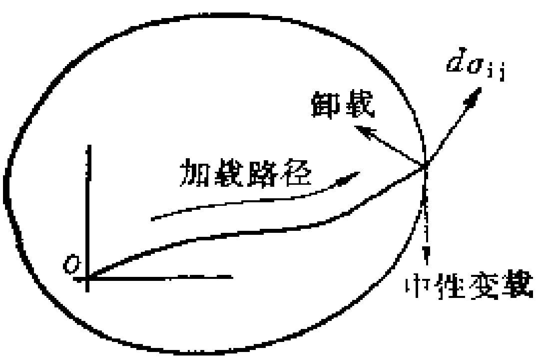


图 2-13 加载曲面

2. 加载曲面

对于复杂应力状态，我们引入加载曲面 Σ(有时也称作后继曲服面)的概念(某些文献中用“初始曲服面”和“后继曲服面”的名称，而在另外一些文献中则用“屈服面”和“加载曲面”的名称)。这是一个应力空间中的曲面，它

对应于材料的给定状态，将应力空间区分为弹性区和塑性区（图 2-13），坐标原点相应于零应力。附加荷载 $d\sigma_{ij}$ 如果由加载曲面 Σ 指向曲面的外部，这就是加载，并将引起进一步的塑性变形；如果 $d\sigma_{ij}$ 由 Σ 指向曲面内部，这就是卸载，只引起弹性变形；当增量 $d\sigma_{ij}$ 位于加载曲面 Σ 的切平面内，这就是中性变载，也只引起弹性变形。

加载曲面并不是固定不变的，它是随着强化的发展而产生形状和位置的变化。一般地说，加载曲面的形状和位置不仅依赖于相应的应力状态，而且还依赖于整个变形历史。

但应注意，加载和加载曲面的概念是对能强化的材料而言的。对于理想塑性材料，一旦达到屈服，就不能再继续加载，但塑性变形却继续增长（即所谓的“塑性流动”）；在应力空间中，区分弹性区和塑性区的曲面，始终是初始曲服面（即加载曲面）。对于理想塑性材料，只有“中性变载”和“卸载”，卸载时只引起弹性变形。可是在中性变载时塑性变形继续增长（塑性流动），这一点与强化材料是不同的。

§2-4 应 力 波

在日常生活中，可以发现很多波，但总的来说，波可以分为两大类：一类是机械力学波，例如说话时由于声带振动而发出的声波，投石水中时形成的水波，炸药爆炸的瞬间，由于爆炸产物压缩周围空气而形成的冲击波等等皆属此类；另一类为电磁波，如广播电台发射出的无线电波，太阳发射出的光波等等皆是电磁波，我们下面所要讨论的仅限于第一种类型的波。

一、应力波的定义

波的形成是与扰动分不开的，如声带振动使空气受到扰动，形成一种气体的疏密状态交替进行，并由近及远地向外传播出去，成为声波。可见，扰动是在受到外界作用（如振动、敲打，冲击等）时介质的局部变化。而波是扰动的传播，换言之介质状态变化的传播称为波。而空气、水、岩石、金属、炸药……等一切可以传播扰动的物质，统称为介质。

在许多实际工程问题中，常会遇到诸如爆炸、锤击、地震、高速运动物体的碰撞等等的冲击载荷。这些载荷的共同特点是载荷强度高，作用时间短促，故又称为动载荷。在冲击载荷作用下，材料或结构的力学响应与静载荷时有显著的不同。下面我们将讨论这方面的问题。

由于弹性物体的质点之间存在着相互作用力，所以可以把弹性体看成是由连续分布的质点所组成，而质点之间是由一些假想的弹簧联系着的。当冲击载荷作用在弹性物体表面上时，开始时弹性物体表面部分的质点受到扰动，产生变形。由于弹簧的作用而影响到邻近的质点，使它们也受到扰动，发生变形和运动。如此继续，表面的冲击荷载，使得弹性体的质点从表面由近到远地逐步产生扰动和运动，然后传遍弹性体所有的质点。在静态问题中，我们在较长的时间尺度内研究物体受力后的运动状态，可以忽略载荷的传递过程。但对于某些冲击载荷，往往其前沿扰动才传播了一小段距离，载荷已作用完毕。载荷作用时间与扰动从被研究物的一端传到另一端所需要的时间相比是同一数量级甚至是更小数量级。因此必需考虑突加载荷扰动的传播，即应力波的传播过程。由于

任何有界和无界介质的质点是相互联系着的，其中任何一处的质点受到外界作用而产生变形和应力等扰动时，就要向其他部分传播，这种传播的过程叫做变形波或应力波。

因此可以定义应力波为：在任意的有界介质和无界介质中，在应力状态下介质质点的运动或扰动的传播。

几个名词的解释：

1. 波阵面——在应力状态下，介质质点的扰动部分和未扰动部分的分界面称为波阵面。

2. 波速 c——扰动在介质中传播的速度称为波速。一般情况下波速只与介质的特性（密度 ρ，弹性模量 E）有关，与应力的大小无关。

3. 质点速度 v——由于扰动的传播而引起介质质点的运动，质点本身运动的速度称为质点速度。质点速度与应力的大小成正比，与介质的声阻抗(介质密度与该介质中的波速的乘积)成反比。

二、应力波的分类

对于应力波的分类，根据理论研究和工程实用上不同的需要，可以有各种各样的分类，但通常可按下列几方面来分类。

1. 按应力性质的分类

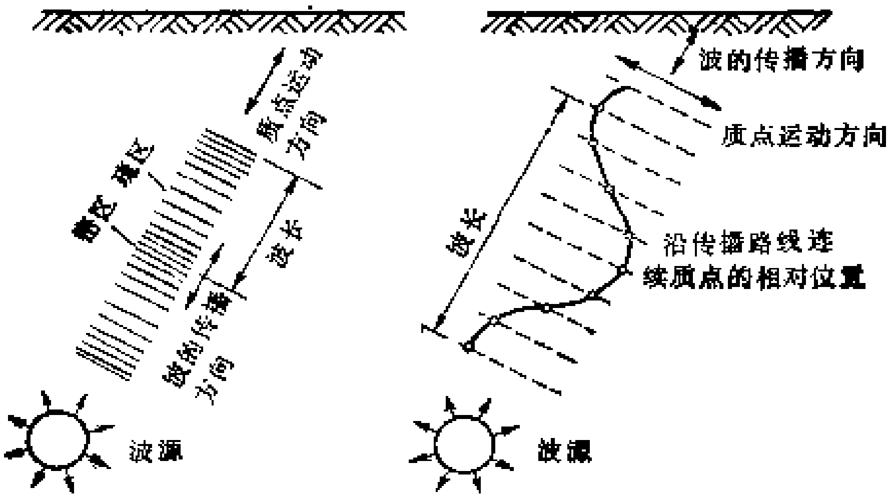
因为应力可分为垂直应力（拉力或压力）和切向应力(剪力)，因此应力波可以分为纵波和横波。

(1) 纵波——波的传播方向与质点运动方向一致的称为纵波，纵波传递垂直应力。由于垂直应力可分为拉应力和压应力，因此纵波也可分为压缩波或膨胀波（或拉伸波及稀疏

波),纵波也称为*P*波(拉伸波也称为*N*波). 纵波可引起介质体积的变化,纵波可以在固体、气体或液体介质中传播.

(2) 横波——波的传播方向与质点运动方向垂直的称为横波,也称为*S*波. 横波引起介质形状的变化,横波不能在不能承受剪力的流体介质中传播.

纵波和横波统称为体波(体积波). 体波的传播情况如图2-14所示。

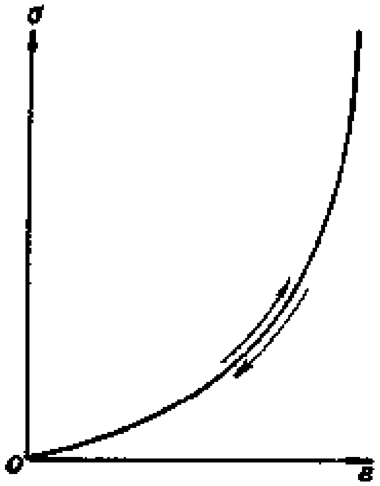


(a) 纵波　　　　(b) 横波

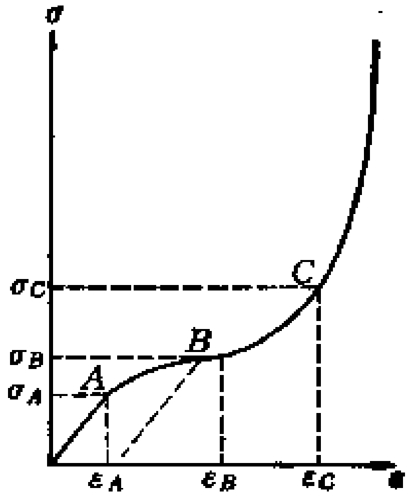
图 2-14　介质中质点运动方向与波传播方向的关系

2.按应力大小对应力波的分类

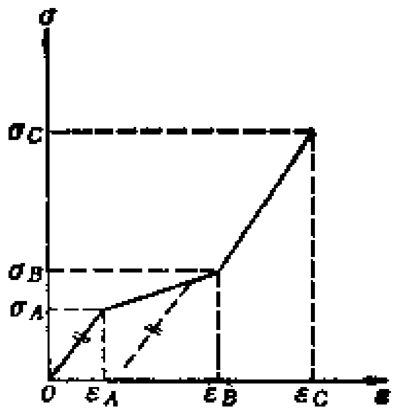
在应力-应变图上,对于弹性材料,具有如图2-15(b)的形状. 从图上可以看出,线段 *OA* 是完全弹性阶段, *AB* 是在塑性阶段, *BC* 是在塑性强化阶段. 根据应力的不同阶段,可将应力波分为弹性波、弹塑性波和塑性波. 或者说在弹性介质处于弹性状态中传播的应力波称为弹性波,而介质处于弹塑性或塑性状态下传播的应力波称为弹塑性波或塑性波。



(a) 流体介质



(b) 固体介质



(c) 近似的三直线关系

图 2-15 介质处于不同状态下的应力-应变关系

弹性波——在传播过程中不改变波形(无弥散)，也不改变大小(无衰减)。

塑性波——在传播过程中，波形和幅值都会发生变化。

3. 按波阵面形状对应力波的分类

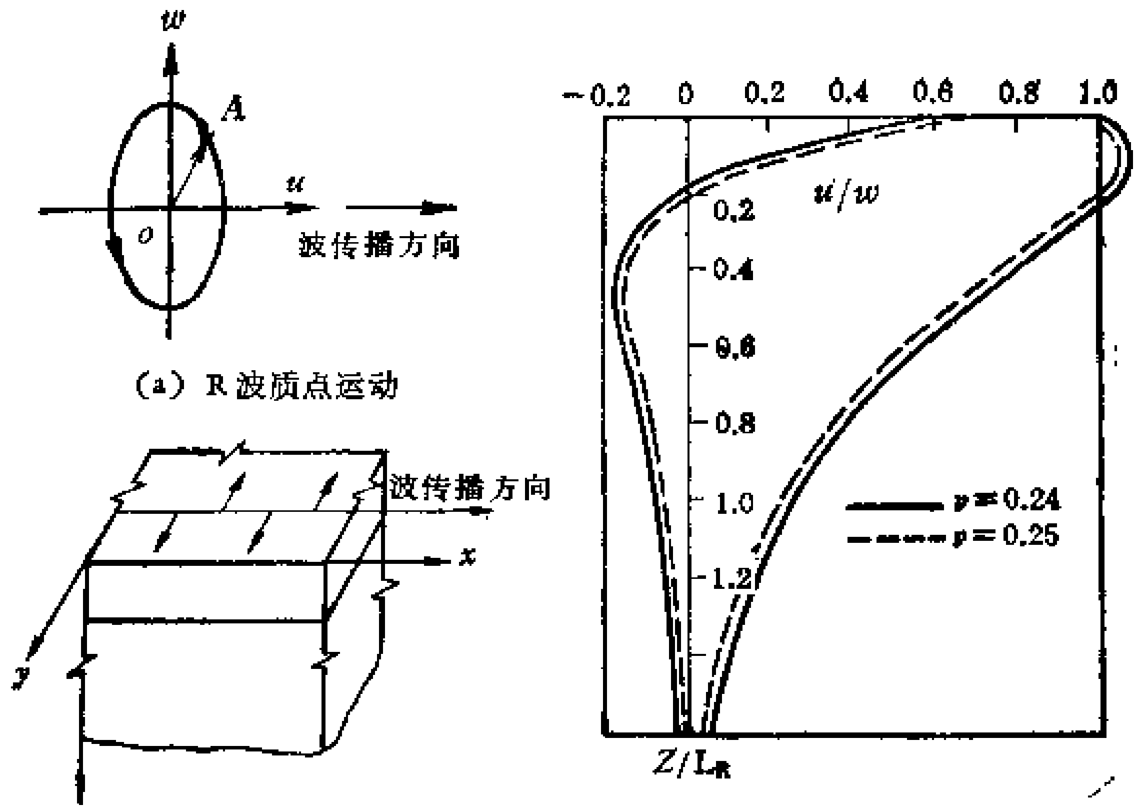
应力波在传播过程中，因为所形成的波阵面形状的不同，可将应力波分为平面波、柱面波和球面波等。

三、表　面　波

前面我们谈到 P 波和 S 波均是体积波，它们能引起介质体积和形状的变化。如果介质的一部分边界是自由边界，则在该介质的距自由边界较近处，可能发生所谓表面波(例如投石水中而在水面上引起的水波)，这种表面波具有如下特性：首先是随着距自由边界的法向距离增大而迅速减弱；其次是随着距波源的距离增大，而增加其相对于别的波的优势。下面分别介绍几种表面波。

1.瑞利表面波——该波是由 Rayleigh 发现，故命名为瑞利波，又称 R 波。当瑞利波到达时，介质质点开始呈现一个椭圆运动，如图 2-16(a) 所示.图中横轴上的投影表示质点水平位移 u，竖轴上的投影表示质点竖向位移 w，由 u 及 w 合成的表面质点总位移的方向及大小可用矢量 $\boldsymbol{OA}$ 表示。当时间经过一个周期后，质点总位移矢量就描出了一个椭圆、而且 $\boldsymbol{OA}$ 是以逆时针方向旋转的。另外，椭圆的半轴随着从自由表面距离(深度)的增加而急剧降低。如图 2-16(b) 所示。图中 z 为深度，L_R 是瑞利波的波长。瑞利波半轴随深度是按指数规律衰减的。

2.乐夫表面波——该波是由 Love 所发现故以乐夫波命名，又名 L 波。它只是在与波的传播方向相垂直的水平方向(图 2-16(c) 中的 y 方向)运动，在半空间自由表面上作蛇形运动形式。当波在层状半空间中传播时，由于波在各分层的界面上反射和折射，而且当表层介质的波速低于底层介质的波速时，在此层状半空间中就会出现乐夫波，所以乐夫波也是一种面波。



(a) R 波质点运动

(c) L 波质点运动　　(b) 随深度变化的衰减规律

图 2-16　R，L 波的运动轨迹

3. 流体动力波——又称 H 波，表面质点呈现如瑞利波那样的椭圆运动。波内不包含剪应力，且经常是沿着液体和其他不传递剪应力的介质的表面传播，如水波等。

4. 合成波——又称 C 波，质点表面呈现为一个复合的空间运动。

5. 主波——介质质点沿着平行于表面的直线运动

§2-5　固体中的应力波

由炸药爆炸或高速碰撞所产生的冲击载荷强度很高，开始的瞬间可达几十万个大气压。但是，这样高的压力，在介质

中传播时迅速衰减。 当压力低于材料屈服极限时传播弹性波，压力与材料屈服极限同数量级时传播弹塑性波。当压力远高于材料屈服极限时(与弹性模量同数量级)，可以忽略固体材料的强度效应，而把固体介质当作流体处理。因此，固体在冲击荷载下(特别是爆炸荷载)的应力波是一个非常复杂的问题。

应力波理论与材料的动态力学性能的测定密切相关，应力波理论的建立，是以材料动态力学性能的测定(即已知材料动态力学性能)为前提。 实验研究的每一个新发展对应力波理论的发展，都起着重大的推动作用，而应力波理论的发展也对实验的设计和实验结果的正确分析提供了有力的依据。所以，应力波理论也和流体力学等学科一样，是一门理论与实验相结合的科学，是在实验中建立和发展起来的。

弹性波在无限介质中的研究已取得一定的成果，其它复杂的材料如塑性材料、弹塑性材料的应力波研究都是从最简单的一维情况开始的，也即是从一维杆中应力波的研究着手，然后推广到复杂几何条件上去。下面谈谈一维杆中弹性波。

一、一维杆中弹性波

1. 坐标系及基本假定

在研究杆的运动前，我们先要选定坐标系统。在连续介质力学中基本的出发点是不从微观上考虑物体的真实物质结构，而只在宏观上用数学物理模型，把物体当作是连续不断的质点所组成的系统。因此每个质点必然占有其一定的空间位置，不同的质点在某个时刻占有不同的空间位置。而为描述质点所占的空间位置，就需要一个参考的空间坐标系。

为了研究介质质点的运动，采用了两种坐标系：

一种是随着介质中固定的质点来观察物质的运动，所研究的质点上各物理量随时间而变化，以及这些物理量由这一质点转移到其他质点时的变化，也就是把物理量 ϕ 看作是质点 X 和时间 t 的函数，记作 $\phi=F(X,t)$。这就是拉格朗日(Lagrange)坐标系，自变量 X 称为拉格朗日坐标或物质坐标。

另一种坐标坐系是在固定空间点上来观察物质的运动，所研究的是在给定的空间点上以不同时刻到达该点的不同质点的各物理量随时间的变化，以及物理量由一空间点转移到其他空间点时的变化，也就是把物理量 ϕ 看作是空间点 x 和时间 t 的函数，记作 $\phi=f(x,t)$。这就是欧拉(Euler)坐标系，自变量 x(空间点)称为欧拉坐标或空间坐标。

在时刻 t，物质坐标和空间坐标之间可以互相变换。

对上面 $\phi=f(x,t)$ 在给定的空间位置 x 上的物理量 ϕ 对时间 t 求导得

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}=\left[\frac{\partial f(x,t)}{\partial t}\right]_x$$ 称为空间(Euler)微商；

而 $\phi=F(X,t)$ 在给定质点 X 来观察物理量对时间 t 求导得

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}=\left[\frac{\partial F(X,t)}{\partial t}\right]_X$$ 称为物质(Lagrange)微商。

需要指出的是，在应力波传播的研究中，应注意波速的描述与坐标系的选择有关。例如在物质坐标中，波速为 $c=\left(\frac{dX}{dt}\right)_\phi=\phi(t)$ 称为物质波速，而在空间坐标中，波速为 $c=\left(\frac{dx}{dt}\right)_\phi=\varphi(t)$ 称为空间波速，这两种波速虽然都是对同一

个波的传播速度的描述，由于在不同坐标系中度量，因而除非波阵面前方介质是静止且不变形的，一般来说，两种波速的值是不等的。但是对于在初始质点速度为零和初始应变为零的介质中传播的平面波，空间波速和物质波速却是相同的。

对于杆中一维应力波有如下假设：

(1) 平截面假设——认为杆的横截面上仅承受纵向应力，且纵向应力在横截面上是均匀分布的。当应力波在杆中传播时，该横截面仍然保持为平面。在此假设下，使得杆中的应力、应变、质点位移、质点速度都只是截面的坐标和时间的函数。这样，杆中应力波传播问题就成为一维问题。这个假设在杆的横向尺寸远小于应力波的波长时(细长杆)，是接近实际的。但是直杆又不能过细，过细的直杆在应力波作用下会发生失稳现象，即发生直杆在纵向应力作用下突然弯曲的现象。

(2) 忽略横向惯性力假设——有纵向应力作用的直杆，必然会发生横向变形，从而使质点具有横向速度。现在假定横向惯性很小，因此横向运动的动能可以忽略不计。所以本假设也要求杆子是细长杆时才接近实际。

(3) 应变率无关假设——认为材料的应力——应变曲线和加载速度无关。事实上材料的屈服强度和应力-应变曲线都与加载速度有关，快速加载时屈服强度总有所提高。虽然有某些材料如铝合金、高强度合金钢等对应变率不太敏感，然而有些材料(如铜、铝、低碳钢)对应变率的影响就不容忽视。而对于低熔点金属如铝、锌、锡、铅等对应变率特别敏感，就不能按照应变率无关论来研究应力波。

2. 半无限长直杆中的纵波

图 2-17 表示截面为 A，密度为 ρ 的半无限直杆。在

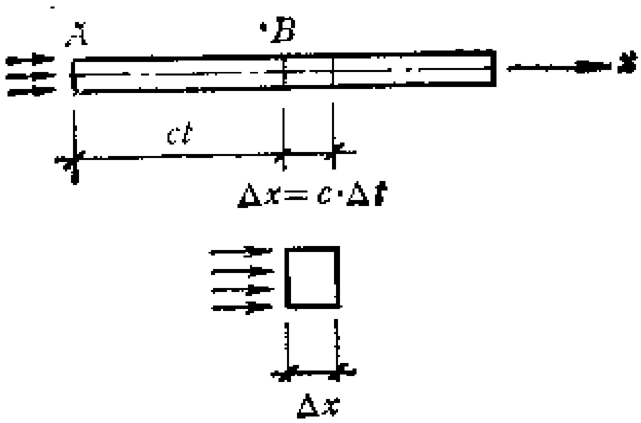


图 2-17 半无限长直杆中的纵波

$t=0$ 时端面受到压力作用，产生应力波而向纵深传播。

设应力波的传播速度为 c，经过时间 t，波阵面达到离杆端 $c\cdot t$ 处的 B 截面，当时间增加 Δt 间隔，受力区段向前移动了 $\Delta x=c\cdot\Delta t$ 的距离。由于 Δx 很短，可认为应力波作用下的压应力在这微段内均匀不变，于是 Δx 的压缩量等于 $(-\varepsilon)\cdot\Delta x$，$\varepsilon$ 是由于压应力 σ 引起的应变。显然，这个压缩量应等于 B 点在 Δt 时间内的移动距离，即

$$v\cdot\Delta t=(-\varepsilon)\cdot c\cdot\Delta t$$

得

$$v=(-\varepsilon)\cdot c$$

式中 v 是应力波作用下介质的质点速度，其方向以与波的传播方向一致为正。现应用动量守恒定理，微段 Δx 所受的冲量为 $(-\sigma)A\cdot\Delta t$，动量改变为 $\rho A\cdot\Delta x\cdot v$，其中 ρ 为杆的原始密度

于是 $(-\sigma)A\cdot\Delta t=\rho A\Delta x\cdot v$

将 $\Delta x=c\cdot\Delta t$ 代入上式得欧拉方程为

$$-\sigma=\rho cv \tag{2-37}$$

上式中，因为质点的速度 v 与压缩波的传播方向一致，所

以式中压应力前面按习惯加负号。如果应力为拉应力，(2-37)式仍然适用，这时负号表示质点速度方向与波的传播方向相反。由(2-37)式得

$$c=\sqrt{\frac{\sigma}{\rho v}}=\sqrt{\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\sigma}{\varepsilon}}$$

对于线弹性介质，$\sigma=E_0\varepsilon$，式中 E_0 为弹性模量，σ 以拉为正，于是得弹性波速为

$$c_0=\sqrt{\frac{E_0}{\rho}}$$

如果应力波来到杆中以前，杆中已有初始应力和应变，前面二式仍然成立，只要将式中的 σ 和 ε 值看成是波阵面前后的应力和应变差值。如将作用的应力波看成是一连串应力脉冲之和，由于应力-应变关系是线性，可见它们均以同样的弹性波速 c_0 传播，所以弹性波在传播过程中不会改变其波形。

应力波在介质中的传播速度 c，与应力波引起的介质质点运动速度 v，是完全不同的二个概念。前者是波阵面在介质中传播的速度，后者是介质质点本身的运动速度。如果两者方向一致，称为纵波，两者方向垂直称为横波。波速一般要比质点速度大二到三个数量级(见§2-4)。

二、波动方程

在图2-18中表示一个纵波沿着杆轴传播，取杆端为坐标原点，x 为初始状态下杆中每一截面至杆端的距离，因为我们讨论的是一维平面应变问题，应力波在杆中传播时，杆件发生变形。根据前面的假定，可以认为：

(1) 杆件变形时，截面仍保持平面；

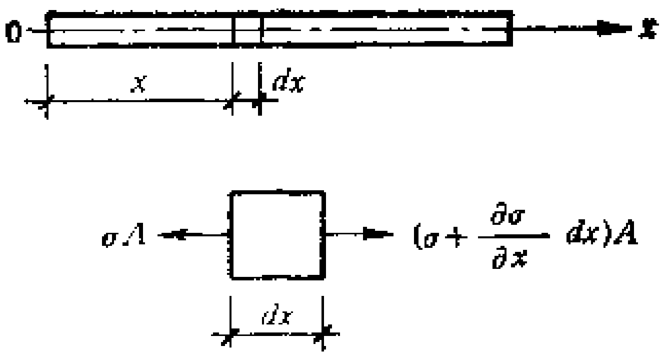


图 2-18 波作用下直杆截面应力

(2) 沿截面积各点位移相同;

(3) 截面上的轴向应力均匀分布。

所以任一时刻 t，截面上的位移 u、应变 ε、质点速度 v、以及应力 σ 等都是坐标(且是一维问题，只与坐标 x 有关)与时间的函数，就有

$$u = u(x, t) \qquad v = v(x, t)$$

$$\varepsilon = \varepsilon(x, t) \qquad \sigma = \sigma(x, t)$$

而在 Δt 的时间间隔后，波跑到 $x + dx$ 处，因此：

$$u(x + dx, t) = u(x, t) + \frac{\partial u}{\partial x} dx$$

即

$$u(x + dx, t) - u(x, t) = \frac{\partial u}{\partial x} dx$$

$$u(x, t + dt) = u(x, t) + \frac{\partial u}{\partial t} dt$$

即

$$u(x, t + dt) - u(x, t) = \frac{\partial u}{\partial t} dt$$

因为应变函数

$$\varepsilon(x, t) = \frac{u(x + dx, t) - u(x, t)}{dx} = \partial u / \partial x$$

速度函数 $v(x,t)=\dfrac{u(x,t+dt)-u(x,t)}{dt}=\dfrac{\partial u}{\partial t}$

而作用在 dx 微段的截面两端的应力合力是

$$\left[\left(\sigma+\frac{\partial\sigma}{\partial x}dx\right)A-\sigma A\right]=A\frac{\partial\sigma}{\partial x}dx$$

而惯性力是

$$-A\rho dx\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

根据牛顿第二定律应有

$$A\frac{\partial\sigma}{\partial x}dx-A\rho dx\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=0$$

整理后得到

$$\frac{\partial\sigma}{\partial x}=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \tag{A}$$

因为介质的应力-应变关系是 $\sigma=f(\varepsilon)$，又由于连续介质的质点位移是单值连续函数，所以 σ 随 ε 单值变化，而且 $d^2\sigma/d^2\varepsilon<0$，于是有

$$\frac{\partial\sigma}{\partial x}=\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}=\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

$$\left(\text{因为 } \varepsilon=\frac{\partial u}{\partial x}，\text{所以 } \frac{\partial\varepsilon}{\partial x}=\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)$$

代入（A）式得

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\cdot\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

所以

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=\frac{1}{\rho}\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)\cdot\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}=c^2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \tag{2-38}$$

(2-38)式即为波动方程，但此式仅适用于加载的情况。同样，我们也可以将波动方程以应力的形式来表示，这时

只要将（A）式改写为

$$\partial\sigma/\partial x=\rho\frac{\partial v}{\partial t} \tag{B}$$

而

$$\frac{\partial v}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)=\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)=\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \tag{C}$$

将（B）式两边对 x 取偏导数得

$$\frac{\partial^2\sigma}{\partial x^2}=\rho\frac{\partial^2 v}{\partial t\partial x}$$

再将（C）两边对 t 取偏导数得

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t\partial x}=\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial t^2}$$

将上二式联合，并消去 $\frac{\partial^2 v}{\partial t\partial x}$ 得

$$\frac{\partial^2\sigma}{\partial x^2}=\rho\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial t^2} \tag{D}$$

如图 2-19 中任何直线区段的应力-应变关系均有：

加载时：

当 $\sigma<\sigma_s$　　$\sigma=E_0\varepsilon$

当 $\sigma>\sigma_s$　　$\sigma=\sigma_s+E_1(\varepsilon-\varepsilon_s)$

卸载时：

$$\sigma=\sigma_m(x)+E_2[\varepsilon-\varepsilon_m(x)]$$

在以上的各种情况均可有下列关系式

$$\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial t^2}=\frac{d\varepsilon}{d\sigma}\cdot\frac{\partial^2\sigma}{\partial t^2}=\frac{1}{E}\cdot\frac{\partial^2\sigma}{\partial t^2} \tag{E}$$

（E）式中的弹性模量 E 对于不同的阶段可以相应的为 E_0、E_1、E_2。

将（E）式代入（D）式，并令 $c^2=\frac{E}{\rho}$ 得

$$\partial^2\sigma/\partial t^2 = c^2 \frac{\partial^2\sigma}{\partial x^2} \tag{2-39}$$

式(2-39)是以应力来表示的波动方程，该式既适用于加载，又适用于卸载。

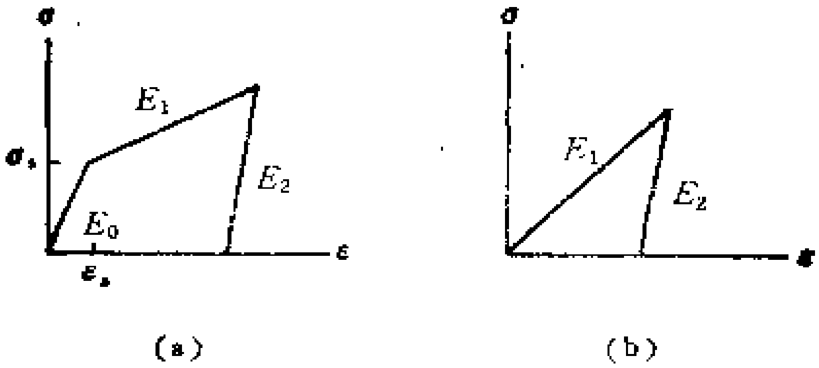


图 2-19　应力-应变简化为多段直线

三、特征线和相容条件

上面的偏微分方程，可以用特征线的性质化为常微分方程. 假设在 x, t, u 三维空间中给出一个曲面 $u = u(x, t)$, 而 P 和 Q 是该曲面上彼此十分接近的任意两点, 因此有关系式

$$du = \frac{\partial u}{\partial x}dx + \frac{\partial u}{\partial t}dt$$

或

$$\frac{\partial u}{\partial x}dx + \frac{\partial u}{\partial t}dt - du = 0$$

写成矢量形式为

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial t}, -1\right)\cdot(dx, dt, du) = 0$$

上式中后一个矢量代表了 PQ, 即 $PQ = (dx, dt, du)$, 上

式表明了 $\left(\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial t}, -1\right)$ 是垂直于曲面 $u=u(x,t)$ 的矢量。因此 x, t, u 空间中任何一点 (x, t, u) 都可以得出一个确定的矢量，把空间中这许许多多的矢量连接成一条条线，这一条条线就是特征线。

在求解某个偏微分方程时，必须要给出初始条件，否则方程的解可以有无穷多个。这个初始条件在 x, t, u 三维空间中代表着一条初始曲线，从初始曲线出发的特征线则构成一个曲面，这个曲面就是该偏微分方程的解。

并由此可以得出：

1. 一阶或二阶偏微分方程一定存在着特征线，由此我们可以将任何一个偏微分方程简化为常微分方程组，即特征线方程，这一特性在讨论波动问题也同样适用；

2. 方程的解 $u=u(x,t)$ 在 x, t, u 空间中必须通过特征线，因此特征线控制着解的特征；

3. 特征方程的根(特征值)由判别式 $\frac{\beta \pm \sqrt{\beta^2-4\alpha\gamma}}{2\gamma}$ 决定

当：$\beta^2-4\alpha\gamma>0$ 有两个实数根，即有两簇特征线，为双曲型偏微分方程；

$\beta^2-4\alpha\gamma=0$ 只有一个实数根，只有一簇特征线，为抛物型偏微分方程；

$\beta^2-4\alpha\gamma<0$ 没有实数根，即没有特征线，为椭圆型偏微分方程。

上述的一阶线性偏微分方程 (B)，(C) 式和二阶偏微分波动方程(2-38)，(2-39)式均为双曲型方程，故有两条实特征线。如果能找出特征线的方向，可将偏微分方程化为沿特征线上的常微分方程求解。

为此，我们将 $\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}=0$ 和 $\frac{\partial v}{\partial t}-c^2\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}=0$ 的二式进行线性组合，并将后一式乘以待定系数 λ 之后与前一式相加，得

$$\left(\lambda\frac{\partial}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\right)v-\left(\frac{\partial}{\partial t}+\lambda c^2\frac{\partial}{\partial x}\right)\varepsilon=0 \qquad \text{(F)}$$

方程中的系数应满足

$$\frac{dx}{dt}=\frac{1}{\lambda}=\lambda c^2 \qquad \text{(F')}$$

因此

$$\lambda=\pm\frac{1}{c}$$

代入到（F′）式中得特征线方程

$$\frac{dx}{dt}=\pm c \qquad (2\text{-}40)$$

再代回到（F）式，这时偏导数变成沿特征线的方向导数，因而得到沿特征线所满足的关系式

$$dv=\pm c\,d\varepsilon \qquad \text{(G)}$$

或将（G）式改写成

$$d\sigma=\pm\rho c\,dv \qquad \text{(G')}$$

于是，我们有

沿 $\frac{dx}{dt}=c$ 得 $dv=c\,d\varepsilon$（或 $d\sigma=\rho c\,dv$）

沿 $\frac{dx}{dt}=-c$ 得 $dv=-c\,d\varepsilon$（或 $d\sigma=-\rho c\,dv$）

特征线方程(2-40)的物理意义是：表明了扰动传播(波阵面)的轨迹。c 是扰动波的波速，正号表示沿 x 正向传播(常称右行简单波)，负号表示沿 x 负向传播（常称左行简单波）。当然不同的左(右)特征线所传播的扰动值是不同的。

方程(G),(G′)规定了在波阵面上质点速度和应变(或应力)之间必需满足的相互制约的关系,不是完全任意的,故称为波阵面上的关系式,或称作特征线上的相容关系及特征线上条件。这样把双曲型的偏微分方程(2-38)的问题完全等价地化成了解特征关系(G)式和(2-40)式的常微分方程问题。

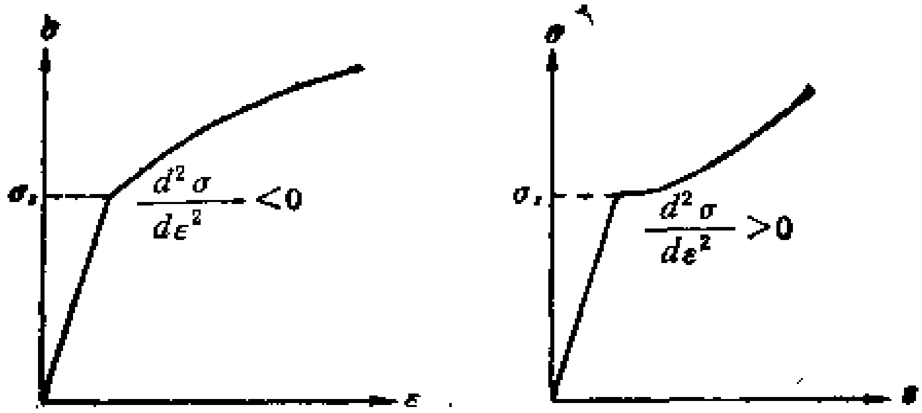
(2-40)式表示在 $x-t$ 平面上的特征线相对应,式(G)可以看作是 $v-\varepsilon$ 平面上的特征线微分方程,它的积分是 $v-\varepsilon$ 平面上的特征线。有时 $x-t$ 平面又叫物理平面,而 $v-\varepsilon$ 平面则叫速度平面。于是式(2-40)和(G)在几何意义上;表示 $x-t$ 平面上的两簇特征线与 $v-\varepsilon$ 平面上的两簇特征线之间有一一对应关系。利用这一特点,又可用作图法或数值积分法来求解波动方程。

四、半无限直杆中的弹塑性加载波

波在弹塑性介质中传播要比在弹性介质中的传播复杂得多,这里所说的塑性是指介质卸载时的应力-应变关系与加载不一致,卸载后遗留残余变形。

当质点速度 $v>\sigma_s/\rho_0c_0$ 时(式中 ρ_0 是介质弹性阶段的密度,c_0 是指弹性波速),应力将超过屈服应力 σ_s,此时杆中将发生弹塑性波。弹塑性波的特征主要取决于材料塑性变形时的应力-应变关系,而材料的应力-应变关系,主要可以分为下面二类:

(1) 递减硬化材料——此种材料的应力-应变曲线如图2-20(a)所示,其 $\sigma-\varepsilon$ 曲线上凸 $\left(\dfrac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2}<0\right)$。随着应力和应变的



(a) 递减硬化材料　　(b) 递增硬化材料

图 2-20　两类不同材料的应力-应变关系

增加，塑性波速 $c_1=\sqrt{\frac{1}{\rho}\cdot\frac{d\sigma}{d\varepsilon}}$ 减小。也就是说，后面产生的扰动大的波传播速度小，而前面产生的扰动小的波传播速度大，波形在传播过程中越拉越长。这类材料有高碳钢、铜以及各种铝合金等。

(2) 递增硬化材料——此类材料的 $\sigma-\varepsilon$ 曲线向下凸 $(d^2\sigma/d\varepsilon^2>0)$，如图 2-20(b)所示，这时塑性波速 c_1 随着应力和应变的增大而增大，也就是说，后面产生的大扰动波的传播速度也大，而前面产生的小扰动波的传播速度也低。因此开始是连续的塑性加载波，在传播过程中，后面的扰动会赶上前面的扰动，其波形将越来越短，越来越陡，最后形成强间断冲击波。属于这一类的材料有高强度合金钢等。

用特征线法解塑性波问题时，由于 c 是 ε 的函数，所以在一般情况下特征线不再是直线而是曲线。

为了解问题方便起见，我们引入接触速度 ϕ，并定义为

$$\phi=\int_0^{\varepsilon}c\,d\varepsilon=\int_0^{\sigma}\frac{d\sigma}{\rho c}$$

上式的物理意义是：在直杆左端受力作用，使杆中应力达到σ时，此时杆截面所获得的速度。

此时特征线方程可表示为

$$\text{沿}\quad \frac{dx}{dt}=\pm c\quad \text{有}\quad dv=\pm d\phi \tag{H}$$

这样，不管是在弹性区还是在塑性区，在(v,ϕ)平面上都是两簇与坐标轴成45°的正交直线

$$\text{沿}\quad \frac{dx}{dt}=c\quad \text{有}\quad v-\phi=\alpha \tag{H'}$$

$$\text{沿}\quad \frac{dx}{dt}=-c\quad \text{有}\quad v+\phi=\beta \tag{H''}$$

上式中的常数α，β称为黎曼不变量。

当$\sigma=\sigma(\varepsilon)$已知时，函数$c(\varepsilon)$、$\phi(\varepsilon)$、$\phi(\sigma)$也已知。

如果在x-t平面的某一区域中：$\alpha=$常数，$\beta=$常数，则在此区域运动的波称为简单波（即前面谈到的右行或左行简单波）。

如果$\beta=$常数(右行简单波)，沿$\dfrac{dx}{dt}=c$，有$v-\phi=\alpha=$常数，又在整个简单波区域中都存在$\beta=v+\phi=$常数，因此沿每条特征线$\dfrac{dx}{dt}=c$都有ϕ，v，ε(或σ)为常数，也即$c=$常数。这说明无论是弹性简单波还是塑性简单波，在(x,t)平面上的右行特征线都是直线，仅只斜率不同而已。

弹性简单波区正向特征线为一簇平行线，塑性简单波区对递减硬化材料而论，(x,t)平面上的正向特征线为一簇发散的直线$\left(\dfrac{d\sigma}{d\varepsilon}<0\right.$，对$t$轴斜率减少$\left.\right)$。对递增硬化材料来说，是一簇收敛的直线，特征线相交，会形成冲击波。同样

地，对于左行简单波，α 为常数，沿每条负向特征线 $\frac{dx}{dt}=-c$，则 v，ϕ，ε，σ，c 均为常数，故 (x, t) 平面上的负向特征线为直线。

很明显，(x, t) 平面上与恒值区 $v=$常数，$\phi=$常数，$\varepsilon=$常数，$\sigma=$常数，相邻的 v，ϕ，ε，σ 的非均匀区必然是简单波。

如图 2-21 所示，当 $\sigma>\sigma_s$ 时，从杆端将同时产生二种波，小于 σ_s 的以弹性波速 c_0 传播，超过 σ_s 的以另一波速

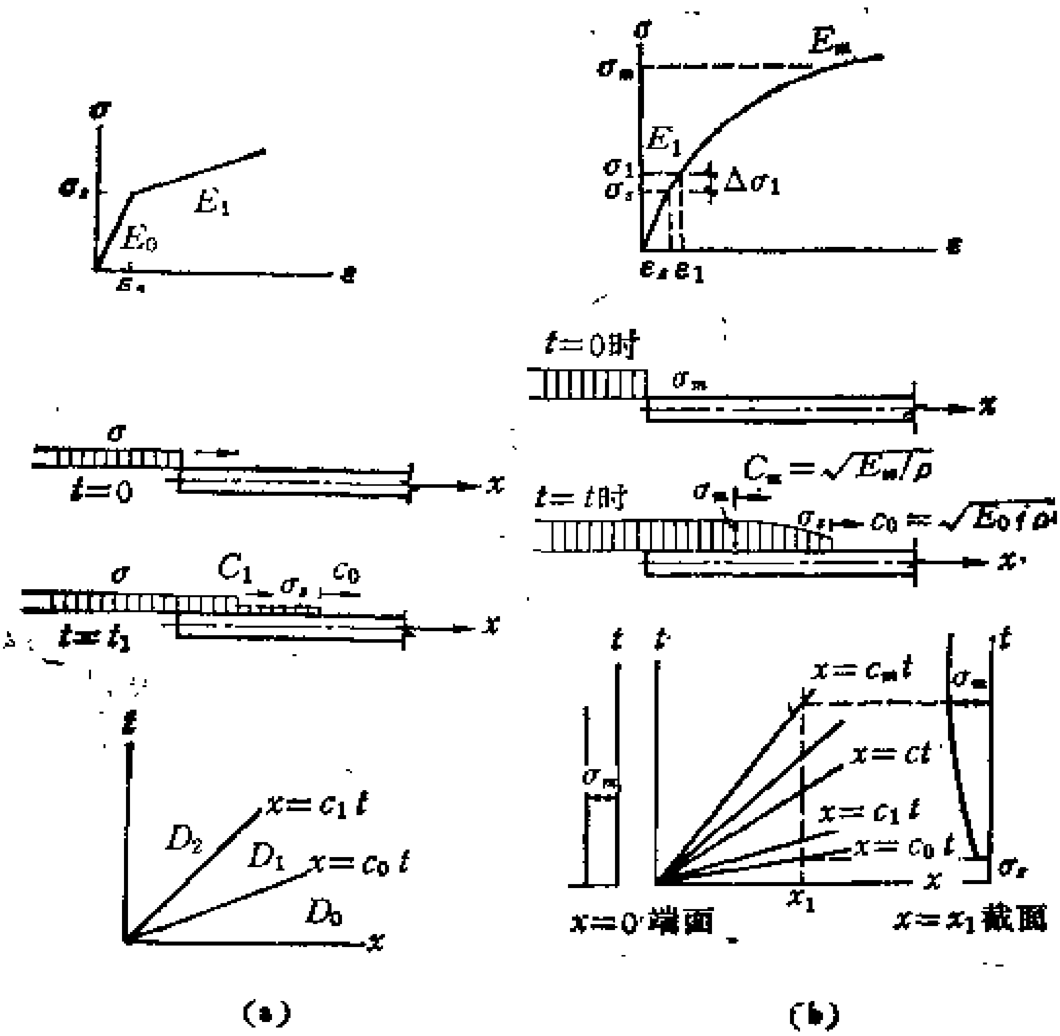


图 2-21 弹、塑性介质中波的传播

（称为塑性波速或弹塑性波速）c_1 传播。弹性波阵面所到之处，杆中的应力从零骤增到 σ_s。塑性波阵面所到之处，杆中应力从 σ_s 骤增到 σ。二个波阵面的距离随着向前传播愈拉愈长，差距为 $(c_0-c_1)t$。弹性波到来时，质点速度从零增到 $-\sigma_s/\rho c_0$。塑性波到来时，质点速度又增加到 $-\dfrac{\sigma-\sigma_s}{\rho c_1}$。

在 x-t 平面内，弹性波阵面和塑波阵面分别沿着两条直线（特征线）$x=c_0t$ 和 $x=c_1t$ 运动，这二直线将 x-t 平面分成三个区域（图 2-21(a) 所示），D_0 区是未受扰动的静止区，其中 $\sigma=0$，$v=0$；D_1 区是应力等于 σ_s 的弹性区，其中质点速度 $v=-\dfrac{\sigma_s}{\rho c_0}$；$D_2$ 区是塑性区，应力等于 σ，而质点速度 $v=-\left(\dfrac{\sigma_s}{\rho c_0}+\dfrac{(\sigma-\sigma_s)}{\rho c_1}\right)$。同样应力-应变关系为曲线的情况，只要将曲线看成是无数个折线组成，我们可以将 σ_s 的应力分成许多微段，可得到如图 2-21(b) 所示的图形。如果作出 x-t 平面，则可看成杆端应力沿着许多不同斜率的直线 $x=ct$ 传播。弹性应力 σ_s 沿 $x=c_0t$ 传播，峰值应力 σ_m 沿 $x=c_mt$ 传播。超过 σ_s 的某一应力 σ 的传播速度为 $c=\sqrt{\dfrac{E}{\rho}}$，其中 E 是应力-应变曲线中应力为 σ 处的曲线斜率。

§2-6 弹性波的相互作用——反射和透射

一、弹性体的相互碰撞

1. 刚性块对远端固定的等截面直杆的碰撞

假定有一质量为 M 的刚性块体，以速度 v_0 撞击在等截面直杆的一端，该杆另一端固定(如图 2-22 所示)，如果撞击力为 F，杆中应力为 σ，密度为 ρ_0，截面积为 A。在撞击的瞬间，在接触面上作用力等于反作用力，且质点速度连续，则

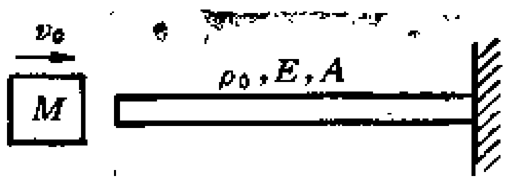


图 2-22　刚体碰撞远端固定长杆

$$F = \sigma A$$

$$v_1 = v_2 = v(t)$$

其中 v 为杆中质点速度。根据牛顿第二定律，对于刚性块体有

$$F = m\frac{\partial v}{\partial t}$$

利用杆中右行简单波的动量守恒条件

$$-\sigma = -\rho_0 c_0 v$$

因此

$$-\rho_0 c_0 A v = M\frac{\partial v}{\partial t} = M\frac{dv}{dt}$$

利用初始条件：

$t = 0$ 时 $v = v_0$ 得到

$$v(t) = v_0 e^{-\frac{\rho_0 c_0 A}{M}t} \tag{2-41}$$

或

$$\sigma(t) = -\rho_0 c_0 v_0 e^{-\frac{\rho_0 c_0 A}{M}t} = \sigma_0 e^{-M_t/M} \tag{2-42}$$

式中 $\sigma_0 = -\rho_0 c_0 v_0$，$M_t = \rho_0 c_0 A t$，它相当于应力波所传过的总质量(与 t 有关)。

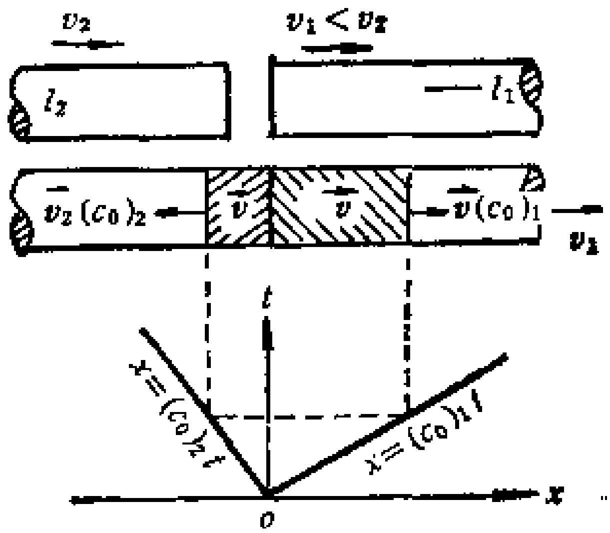
可以看出：当压应力作用时，波速和质点速度是同方向的；但是，当拉应力作用时，则波速的方向和质点速度的方向

正相反。此外还有一点值得注意：质点速度 v 取决于应力的大小，而波速 c 则仅为介质性质的函数。

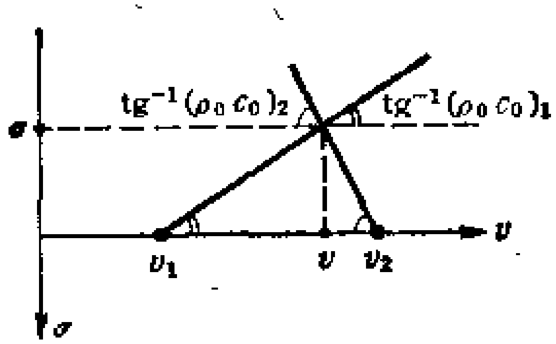
由式 (2-41) 可见，碰撞后质点速度按指数规律衰减。当应力波所传过的质量与刚性块质量相比可以忽略不计时 $(M \gg M_r)$，$\sigma(t)=\sigma_0$，$v(t)=v_0$，可以认为是等速冲击。

2. 两根半无限长弹性杆的共轴碰撞

两根截面积相同，但 ρc 不同的半无限长弹性杆 L_1 和 L_2 分别以速度 v_1 和 v_2 在同一根轴线上运动(设 $v_1<v_2$)，相撞后，从接触面处分别在杆 L_1 中传播右行强间断弹性波和



(a)



(b)

图 2-23 两杆共轴相撞的左行与右行弹性波

在杆 L_2 中传播左行强间断弹性波，如图 2-23 所示。在碰撞的界面上，因连续条件两杆的质点速度 v 应相同，在分界面两边，因作用和反作用互等，且因两杆截面相同，因此在每一根杆中产生的应力相同。利用强间断面上动量守恒条件，可得

$$\sigma = -(\rho_0 c_0)_1(v - v_1) = (\rho_0 c_0)_2(v - v_2)$$

或写成

$$\sigma = -\rho_1 c_1(v - v_1) = \rho_2 c_2(v - v_2)$$

可得出撞击后的质点速度 v 和应力 σ

$$v = (\rho_1 c_1 v_1 + \rho_2 c_2 v_2)/(\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2)$$

$$\sigma = (v_1 - v_2)\Big/\left(\frac{1}{\rho_1 c_1} + \frac{1}{\rho_2 c_2}\right) \tag{2-43}$$

如果两杆材料相同，则 $(\rho_0 c_0)_1 = (\rho_0 c_0)_2 = \rho_0 c_0$，所以，$v = \frac{1}{2}(v_1 + v_2)$，而 $\sigma = -\frac{1}{2}\rho_0 c_0(v_2 - v_1)$，如果再有 $v_1 = -v_2$，则 $v = 0$，$\sigma = -\rho_0 c_2 v_2$，相当于杆 L_2 以速度 v_2 撞击刚壁的情况。如果 $(\rho_0 c_0)_2 \to \infty$，则

$$v \to v_2,\quad \sigma \to -(\rho_0 c_0)_2(v_2 - v_1),$$

相当于刚性杆 L_1 对弹性杆 L_2 的撞击。

3. 两根均匀直杆的共轴碰撞：弹性卸载波

(1) 一根有限长杆与另一根半无限长杆的共轴碰撞

如果长度为 l_0 的 A 杆以速度 v_1 撞击静止的半无限长 B 杆，假设两杆的 ρc 相同，横截面相等。取碰撞瞬间为 $t = 0$ 时刻，这时从接触面向 A 杆和 B 杆同时发出左行和右行压缩波(应力波)。两杆中应力波的特征线以及几个时刻的应力和质点速度分布如图 2-24 所示。

碰撞前，B 杆的状态在 σ-v 图上，相当于 0 点，A 杆状态相当于 1 点 $(v_1, 0)$；碰撞后接触面处的状态对应于点 2，由

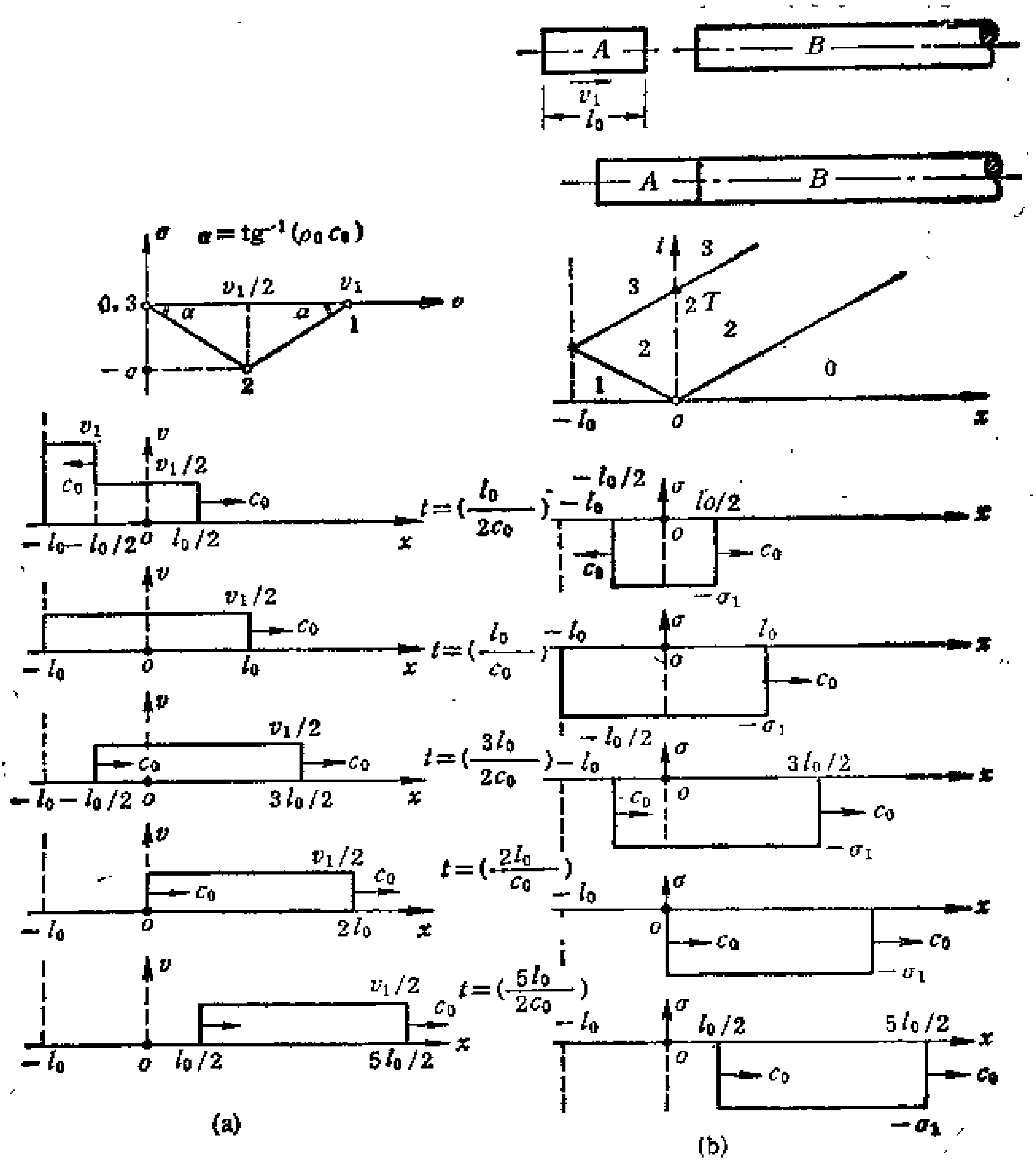


图 2-24 两根均匀直杆的共轴碰撞应力与质点速度分布图

于A杆的 $\rho_A c_A$ 等于B杆的 $\rho_B c_B$，所以三角形 012 为等腰三角形，2 点的横坐标为 $v = \frac{v_1}{2}$；当 $t = l_0/c_A = T$ 时，左行波到达A杆左端，是弹性波在自由端的反射（后面将要介绍），要满足$\sigma = 0$，就要反射一个右行卸载波。在σ-v图上就是按 $o2$ 线卸载到o点。 正好满足$\sigma = 0$，$v = 0$；当$t = 2T$ 时，右行卸载波刚好到达 A，B 杆的接触面处，使接触面达到$\sigma = 0$，$v = 0$，相当于使B杆的左端成为自由端。 因此，向B杆传播一个卸载波。 由于材料相同，$\rho_A c_A = \rho_B c_B$，所以在x-t图上表现为把A杆中的右行卸载波不改变斜率地向B杆延伸；当 $t > 2T$ 时，A杆静止不动，$\sigma = 0$，$v = 0$；B 杆中的应力波成为矩形脉冲，前沿为弹性加载波，后沿为弹性卸载波，脉冲宽度为 $2l_0$，以弹性波速 c_{0B} 在B杆中往右传播，脉冲所到之处，$v = \frac{v_1}{2}$，$\sigma = -(\rho_B c_{0B} v_1)/2$，脉冲未到之处和已通过之处 $\sigma = 0$，$v = 0$。

声阻抗相同的两杆碰撞时情况一样，只是B杆里脉冲宽度为 $l_1 = 2l_0 c_B/c_A$。

如果A与B的声阻抗不同，碰撞后应力波在杆中运动结果也不同。如果 $\rho_A c_A > \rho_B c_B$ 时，情况如图 2-25 所示。σ-v图中三角形 021 不是等腰三角形，碰撞后 $v_2 \neq v_1/2$；在$t = T$时从A杆自由端反射的卸载波相当于在σ-v图中按直线 23 卸载到点 3，A杆被卸载处$\sigma = 0$，$v = v_3 \neq 0$；当$t = 2T$时卸载波到达两杆的接触面，如果B杆的左端变成$\sigma = 0$，则应按σ-v图上$o2$线卸载到 0 点，对应于$v = 0$，但这时接触面的A杆右端 $v = v_3 > 0$，恰好相当于两根半无限长弹性杆共轴碰撞瞬时的情况，要发生波的"内撞击"，所以往A杆和

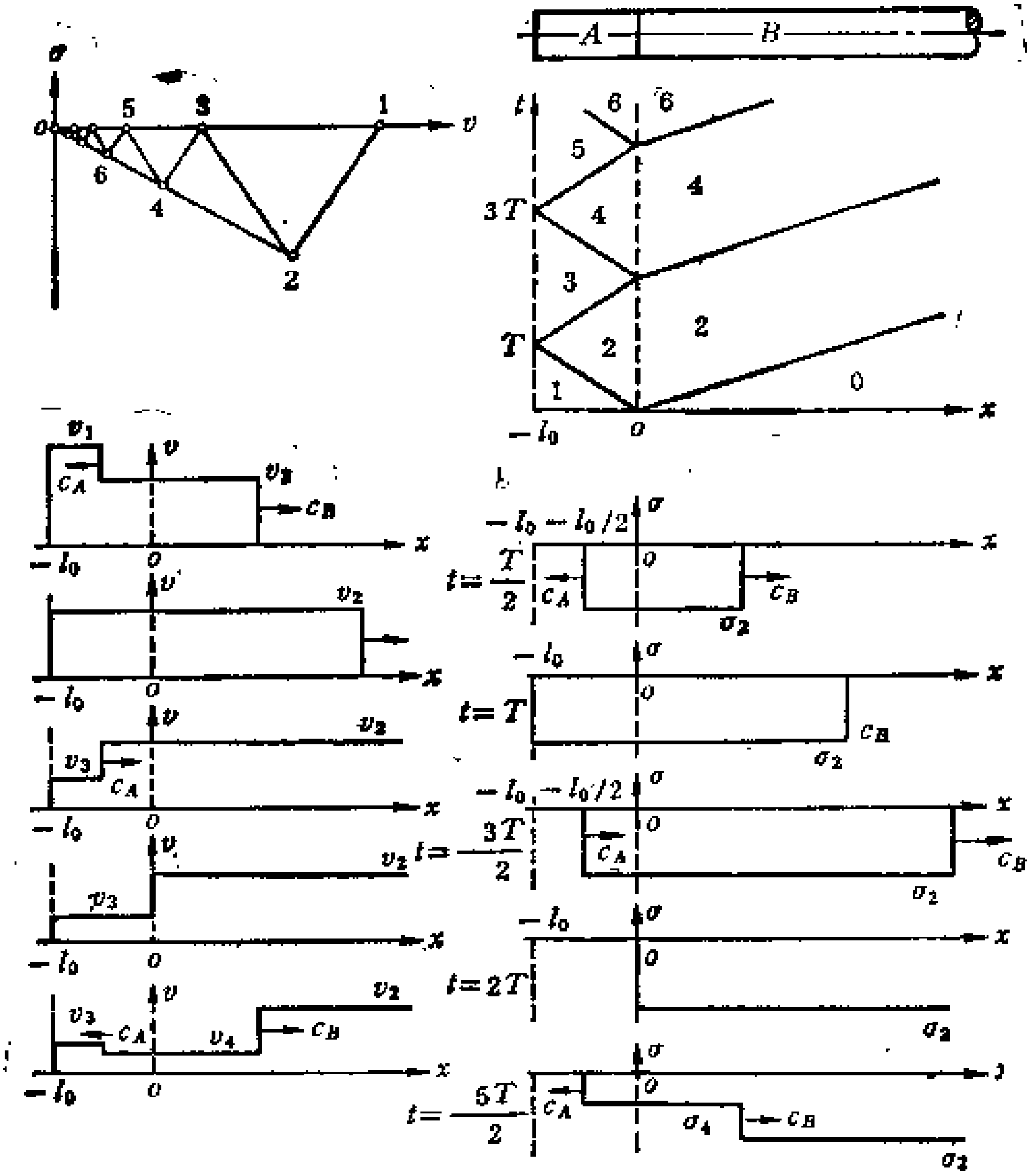


图 2-25 声阻抗不同的两杆相碰撞 $\rho_A c_A > \rho_B c_B$

B 杆又发出新的左行和右行波，接触面处的状态变成 $\sigma-v$ 图上的点 4；如此继续，逐渐衰减到 0 点。

如果 $\rho_A c_A < \rho_B c_B$ 时的情况如图 2-26(a)所示。当 $t=0$（开始撞击的瞬间），接触面的质点速度 v_0 比相同声阻抗时低，应力(绝对值)高；$t=T$时，A 杆中的卸载波后的状态对

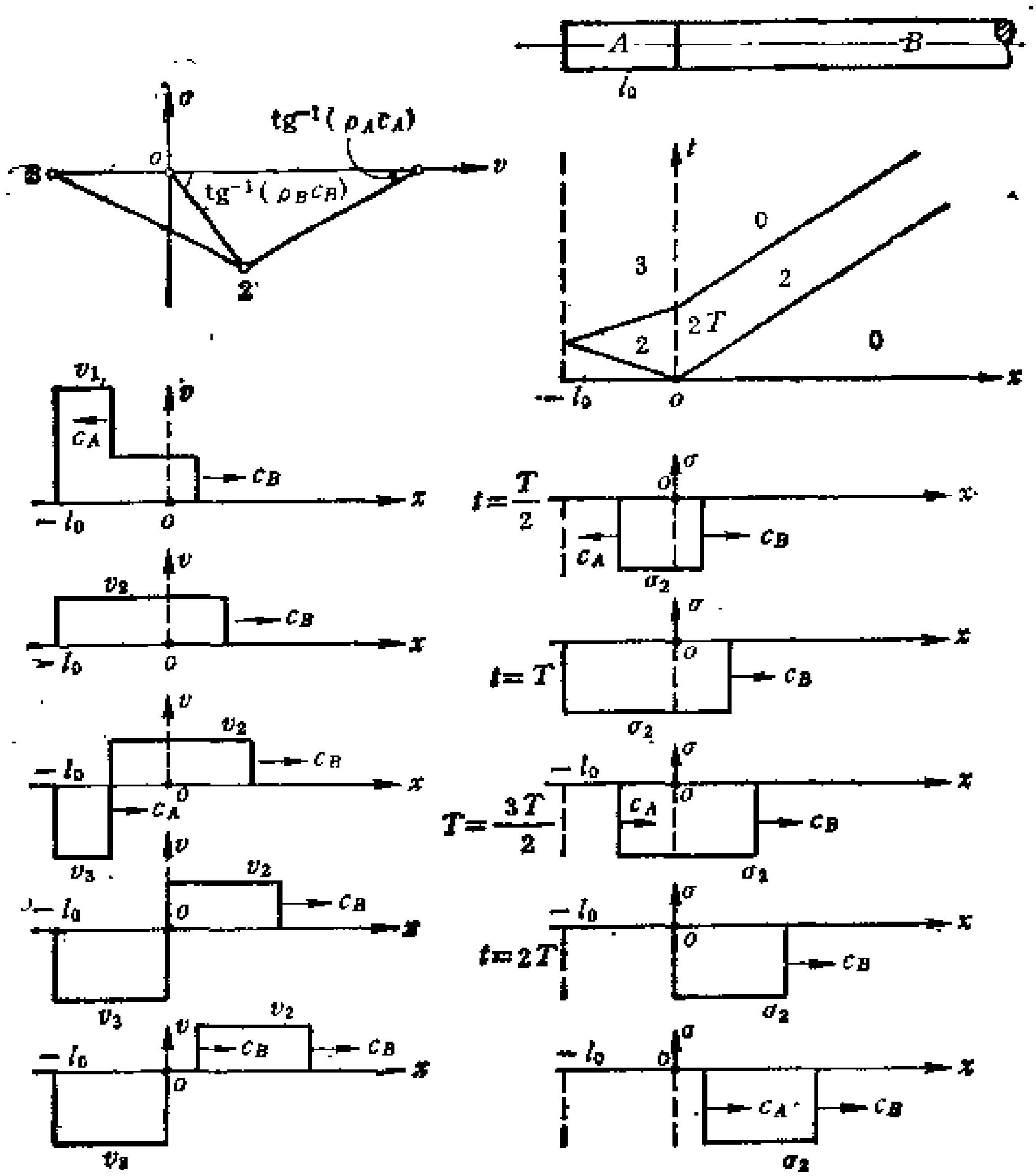


图 2-26a　声阻抗不同的两杆相碰撞 $\rho_A c_A < \rho_B c_B$

应于 σ-v 图上的点 3，$\sigma=0$，$v_3<0$；当 $t=2T$ 时，B 杆左端相当于变成自由端，在 σ-v 图中按 $o2$ 直线从 2 卸载到 o 点，即 $\sigma=0$，$v=0$。而 A 杆全部变成 $v_3<0$，故此时 A，B

两杆分开，A 杆以速度 $v_3 = -2(v_1 - v_2) + v_1$ 往左飞去。

总之如果打击杆（碰撞杆）A 的声阻抗 $\rho_A c_A$，长度 l_0 和打击速度 v_1 不变，被打击（被碰撞）杆 B 的声阻抗改变时，σ-v 图如图 2-26b 所示。

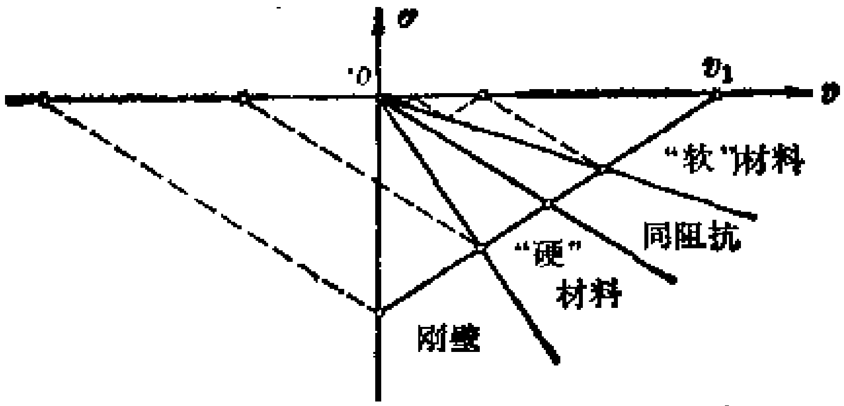


图 2-26b 被碰撞杆 ρc 改变的情况

两杆声阻抗相同时，碰撞后两杆接触面上质点速度正好是碰撞速度的一半 $v_2 = \frac{1}{2} v_1$。 $t \geqslant 2l_0/c_A = 2T$ 时，A 杆不动，B 杆中有宽度为 $2l_0c_B/c_A$ 的矩形脉冲往右传播，矩形脉冲来到或通过之后（如前所述），B 杆中应力和质点速度都为零，A 和 B 两杆始终靠在一起。 如果 A 杆声阻抗大于 B 杆（所谓的"硬"杆碰"软"杆）和 B 杆声阻抗大于 A 杆（所谓"软"杆碰"硬"杆），其情况均如前面所述及图 2-26b 所示。但在极限情况下：如 B 杆为刚体，$\rho_B c_B = \infty$，碰撞后，两杆都静止不动，接触面应力最大，为 $\sigma = -\rho_A c_A v_0$。 在 $t \geqslant 2T$ 时，A 杆以最大速度 $-v_1$ 向左飞去，B 杆仍然不动，B 杆中 $v_B = 0$，$\sigma = 0$。

研究碰撞前后的能量分配时，碰撞前 A 杆中 $\sigma_A = 0$，$v_A = v_1$，B 杆中 $\sigma_B = 0$，$v_B = 0$，所以总能量是 A 杆中的动能

$$K = K_A = 0 + \frac{1}{2} m_A v_1^2 = \frac{1}{2} A l_0 \rho_A v_1^2 \qquad (2\text{-}44)$$

式中 A 是杆的截面面积。

当两杆声阻抗相同时，碰撞后 $t \geqslant 2T$，$v_A = 0$，$\sigma_A = 0$，B 杆中有宽度为 $l_1 = 2l_0 c_B / c_A$ 的矩形脉冲向右传播，脉冲所到之处，$v_B = v_1/2$，$\sigma_B = -\rho_B c_B v_1/2$，总能量全部在 B 杆中

$$K = K_B = \frac{1}{2} \rho_B A l_1 \left(\frac{v_1}{2}\right)^2 + \frac{\sigma_B^2}{2E} A l_1$$

$$= \frac{1}{8} \rho_B A l_1 v_1^2 (1 + \rho_B c_B^2 / E)$$

而因为 $c_B^2 = E/\rho_B$，及 $\rho_B c_B = \rho_A c_A$ 所以上式可变为

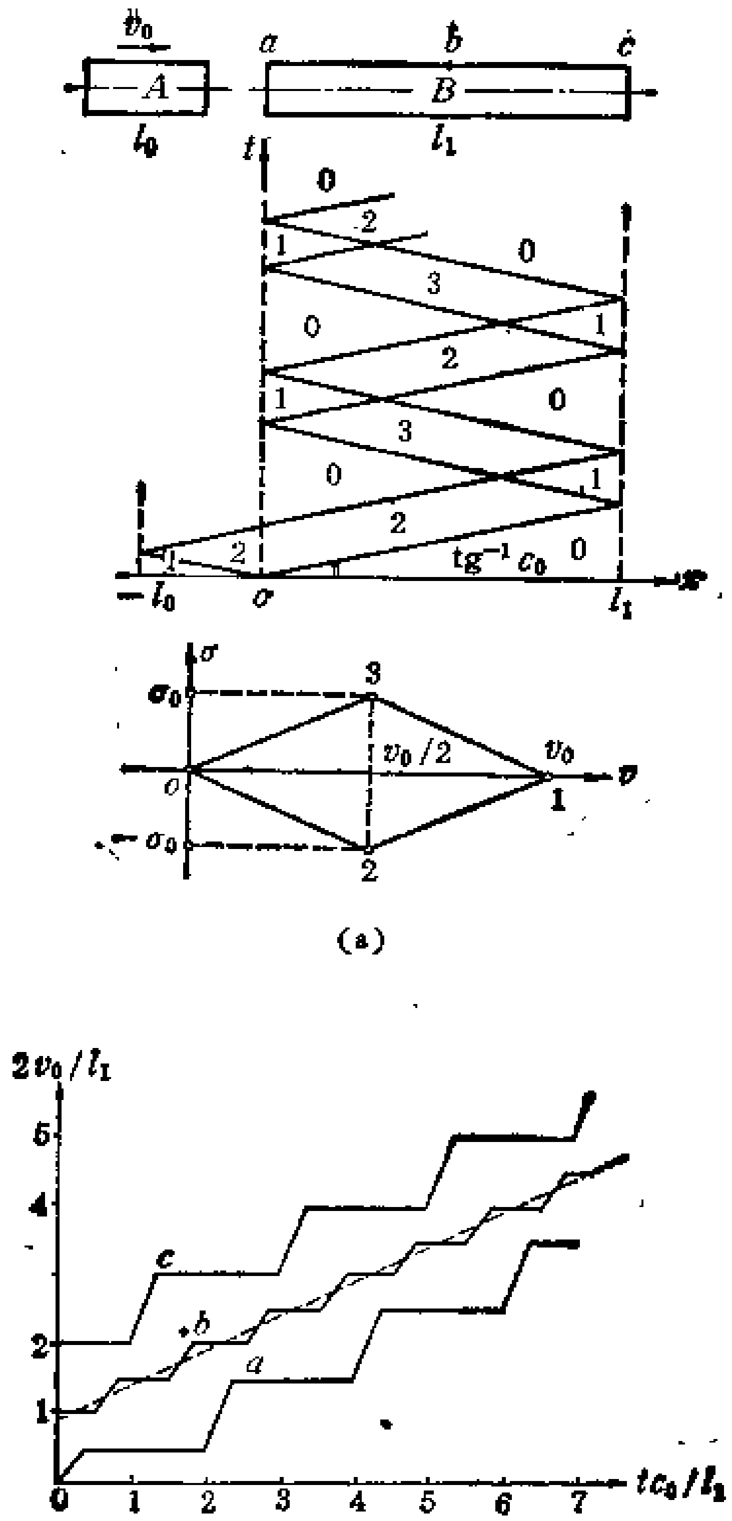
$$K_B = \frac{1}{4} \rho_B A l_1 v_1^2 = \frac{1}{2} A l_0 \rho_A v_1^2 = K_A \qquad (2\text{-}45)$$

此式说明，声阻抗相同的两杆碰撞后，A 杆的全部动能传递给 B 杆，一半变为 B 杆的动能，一半变为 B 杆的弹性应变能，碰撞前后的能量是守恒的。

同样可以得出：当 $\rho_A c_A > \rho_B c_B$ 时需要无限长时间，A 杆才能将全部能量传递给 B 杆，并且一半变成 B 杆的动能，一半变成弹性应变能。当 $\rho_A c_A < \rho_B c_B$ 时，在 $t = 2T$ 时间内，B 杆只得到 A 杆的一部分能量，也分为动能和应变能两部分。在 B 杆为刚体的极限情况时，$t = 2T$ 时刻，A 杆带着全部能量跳开，并无能量传递给 B 杆(刚体)。

(2) 两根有限长杆的共轴碰撞

如果 B 杆也是有限长的，杆长为 l_1。最简单的情况是两杆声阻抗相同，且 $2l_0 < l_1$(当两杆声阻抗不同，或长杆打击短杆时，讨论的原则一样)。当 A 杆以速度 v_0 与静止的 B 杆碰撞后，特征线如图 2-27(a) 所示。当 $t = 0$，两杆相碰。在



(a)

(b)

图 2-27　两有限长杆碰撞

$t < \frac{l_1}{c_0}$ 时应力波的运动与 B 杆为半无限长时一样；$t = \frac{l_1}{c_0}$ 时，B 杆中的右行波到达 B 杆的右端，也要发生波在自由端的反射，反射回来的左行卸载波在某一时刻将与从杆左端传来的右行卸载波相遇，发生"内撞击"，使杆中出现拉伸区 3；"内撞击"后的左行波到达 B 杆左端时，使 B 杆左端质点速度为 $v_0/2$，而 A 杆中 $v = 0$，$\sigma = 0$。故这时 B 杆与 A 杆分开，B 杆左端立即变为自由端，应力波又发生自由端的反射，往 B 杆中传播一个右行波，波后区域对应于 σ-v 图上点 1 的状态（v_0, 0）。由于 A 杆中 $\sigma = 0$，$v = 0$，符合自由端边界条件，所以 A 杆中不再有应力波传入。B 杆中应力波不断地在左右两个自由端反射，并在杆中相互作用，使杆中出现拉伸区和压缩区的往复交替。如此循环不止，在任何时刻杆中任何一点的状态可在图 2-28(a) 中找到，B 杆 a，b，c 三点的位移与时间的关系画在图 2-27(b) 中。

相同声阻抗的短杆打击长杆时，在 $t = 2T_0 = 2l_0/c_A$ 时刻，长杆获得了短杆的全部动能。

二、弹性波的相互作用

如果一原来处于静止状态的弹性杆，其左端（$x = 0$）和右端（$x = L$）分别受到突加恒值（矩形）冲击载荷（如图 2-28(a)）。于是从杆的两端迎面传播两个强间断弹性波（称为一次波），两波在杆中相遇时会发生相互作用，形成波的干涉。两波相遇的瞬时，杆的右面将处于 v_1，ε_1，σ_1 的状态，而杆的左面将处于 v_2，ε_2，σ_2 的状态（如图 2-28(b)）。两波在杆内相互作用后，就相当于在杆的内部发生撞击（如前所述的"内撞

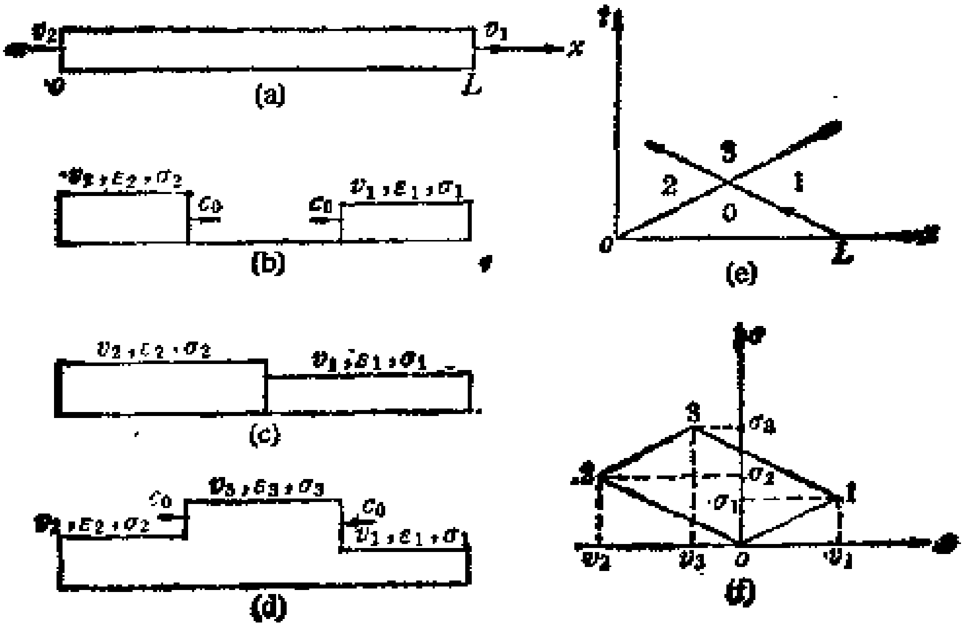


图 2-28 弹性波的相互作用

击”)，因连续条件两波相遇的界面处质点速度相等，而作用与反作用互等条件使应力相等。然后由两个一次波相遇的界面处分别向杆的两端传播右行和左行二次波（如图 2-28(d)，(e)）。右行二次波波阵面所过之处，杆的状态将由 $v_1, \varepsilon_1, \sigma_1$ 突跃为 $v_3', \varepsilon_3', \sigma_3'$。而左行二次波波阵面经过之处，杆的状态将由 v_2，ε_2，σ_2 突跃为 v_3''，ε_3''，σ_3''。又根据在界面处的连续条件必须 $v_3' = v_3'' = v_3$，而由作用与反作用互等条件有 $\sigma_3' = \sigma_3'' = \sigma_3$，再由波阵面的动量守恒条件，并注意到一次波和二次波波阵面前方的初始状态是不同的，于是可得

对杆的左半段：$\sigma_3 = -\rho_0 c_0 v_2 + \rho_0 c_0 (v_3 - v_2)$

对杆的右半段：$\sigma_3 = \rho_0 c_0 v_1 - \rho_0 c_0 (v_3 - v_1)$

于是可求得两弹性波相互作用后杆中质点速度 v_3 和应力 σ_3 分别为(图 2-28(f))

$$v_3 = v_1 + v_2$$

$$\sigma_3 = \sigma_1 + \sigma_2$$

由此可知：弹性波相互作用时，其结果可由两个波分别单独传播时的结果迭加(代数和)而得，这原理对弹性加载波或卸载波的相互作用都适用。因为弹性波无论是连续波还是间断波都有相同的波速 c_0，波动方程是线性的，弹性介质的状态方程(即应力应变关系)也是线性的，所以迭加原理必然成立。

三、弹性波在自由端和固定端的反射

1. 弹性波在自由端的反射

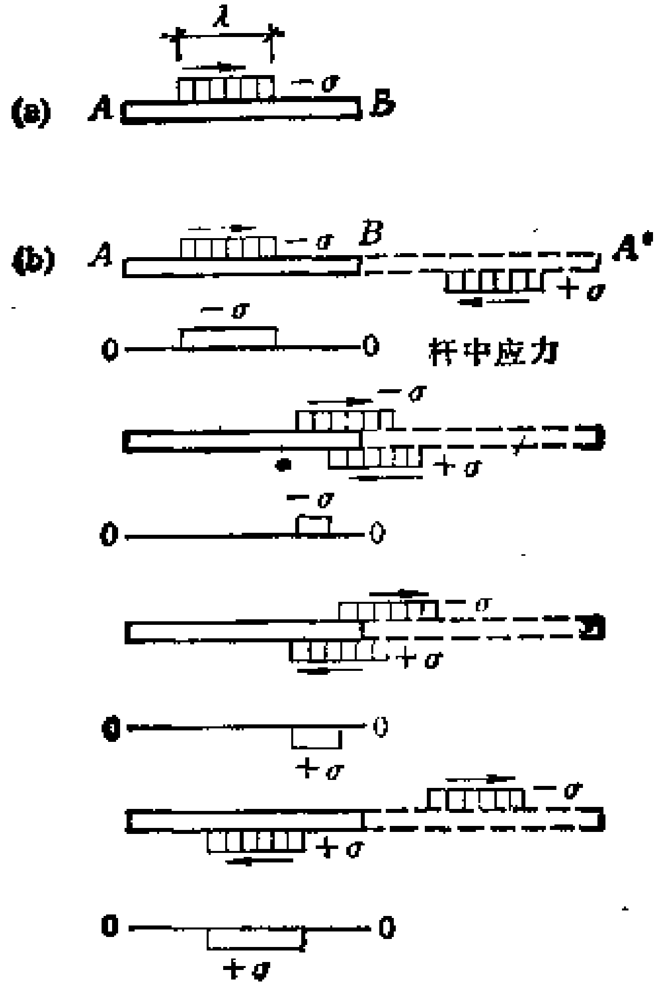


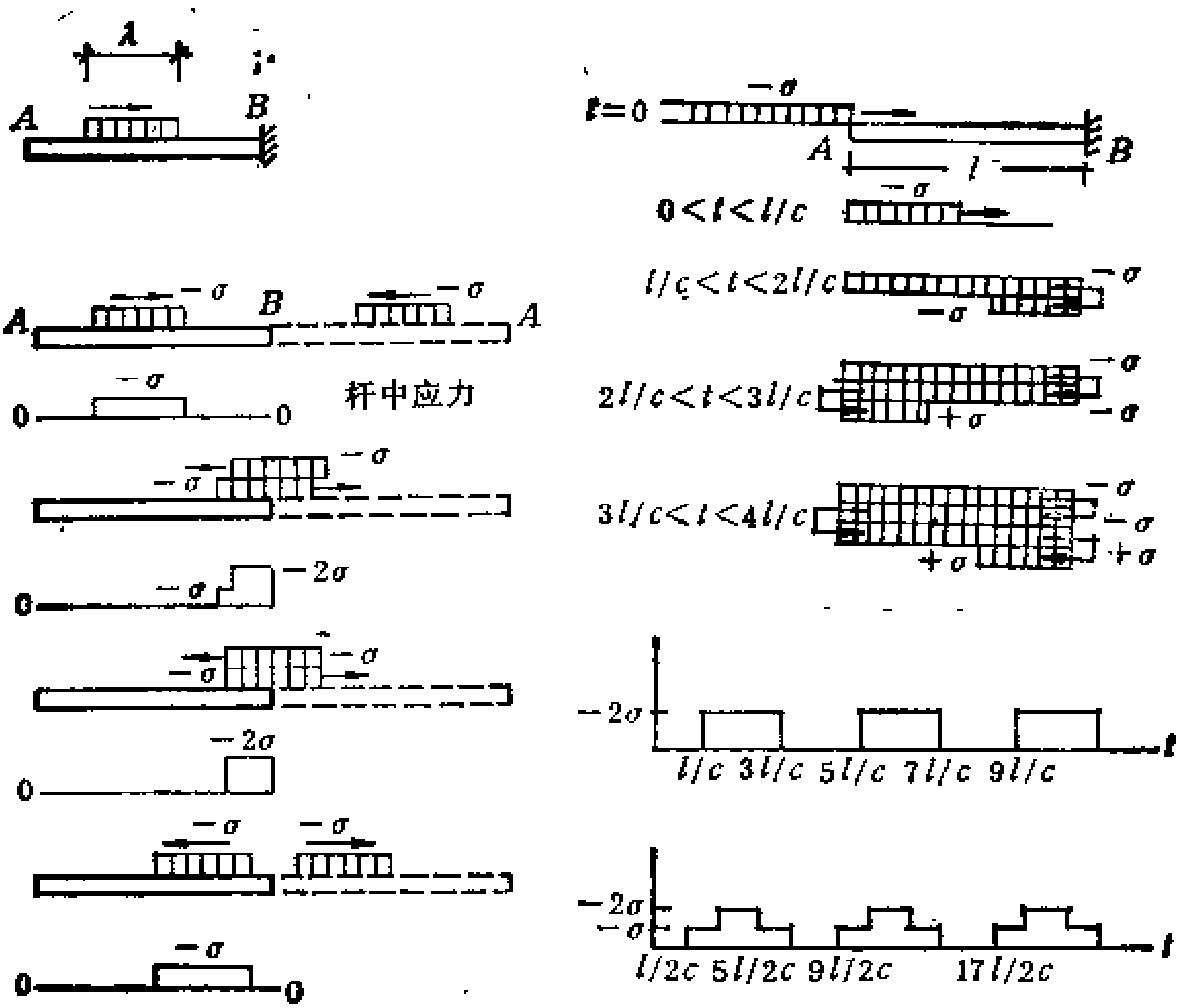
图 2-29 应力波在自由端的反射

现在我们来看弹性波在有限直杆端面的传播情况。假设在图 2-29 所示的直杆 AB 中有波长为 λ 的压缩波以波速 c 向右传播，所到之处，截面应力骤增至 $-\sigma$，当压缩波到达自由端 B，自由端的应力必须满足等于 0 的边界条件，我们可以设想这种情况相当于在一个对称于 B 点的直杆 ABA' 内，如图 2-29(b) 所示，有从二边同时向中点 B 传来大小和波形均相等的二个波，但一为压缩波 $-\sigma$，另一为拉伸波 σ'(为了表示方便，在图中以 $+\sigma$ 表示拉伸波，$-\sigma$ 表示压缩波)。二者相遇于 B 点，应力正好抵销等于零，这正是实际自由端所需的边界条件。这二个波重合之处，杆中质点速度的绝对值在压缩波作用下为 $\sigma/\rho c$，在拉伸波作用下也为 $\sigma/\rho c$，但二者方向相同，使质点速度增加一倍，所以一个压缩波遇到自由端后，会反射产生一个往回传播的拉伸波。同理，一个拉伸波遇到自由端会反射产生一个往回传播的压缩波，反射波的波形及幅值与入射波完全相同。也即是在自由端反射后的反射波需改变原来入射波的正负号。

2. 弹性波在固定端的反射

如图 2-30 所示，当压缩波到达固定端 B，此时的边界条件必须满足质点速度等于 0，我们也可以设想这种情况相当于在 ABA' 内有从二边同时向中点 B 传来完全相同的二个压缩波。这二个波引起的质点速度大小相等，方向相反，相遇于 B 点，正好满足实际固定端质点速度等于 0 的边界条件，但二个波迭加之处，杆中应力增加一倍，达 2σ。所以一个压缩波遇到固定端后，反射一个往回传播的压缩波。同理，一个拉伸波遇到固定端后也反射产生一个往回传播的拉伸波。

如果作用于 A 端的是突加不变的压应力，这时在整个杆中将不再出现拉应力，在固定端 B 处和直杆中点处的应力变



(a) 固定端反射　　(b) 突加不变应力在杆端的反射

图 2-30　波在固定端的反射

化将如图 2-30(b) 所示。

四、弹性波在界面上的反射和透射

1. 弹性波在两种介质分界面的反射与透射

应力波从一个介质传到另一种介质时，在界面上会发生反射和透射。如果用下标 “I” 表示入射波的参量，下标 “R”

表示反射波参量，下标“T”表示透射波的参量．且设界面二边的介质的阻抗分别为 ρ_1c_1 和 ρ_2c_2，当应力波从介质1传到界面B（图2-31(a)），由于二边的介质声阻抗不同，入射压缩波 σ_I 将在界面上引起反射波 σ_R 返回传播，同时透过界面进入介质2成为继续向前传播的透射波 σ_T，根据波阵面上动量守恒的条件可得

$$\frac{\sigma_I}{\rho_1c_1}-\frac{\sigma_R}{\rho_1c_1}=\frac{\sigma_T}{\rho_2c_2} \tag{2-46}$$

由于在界面上两边的质点速度和应力均相等

$$\begin{gathered}\sigma_I+\sigma_R=\sigma_T\\ v_I+v_R=v_T\end{gathered} \tag{2-47}$$

将式(2-46)和式(2-47)联立可解得

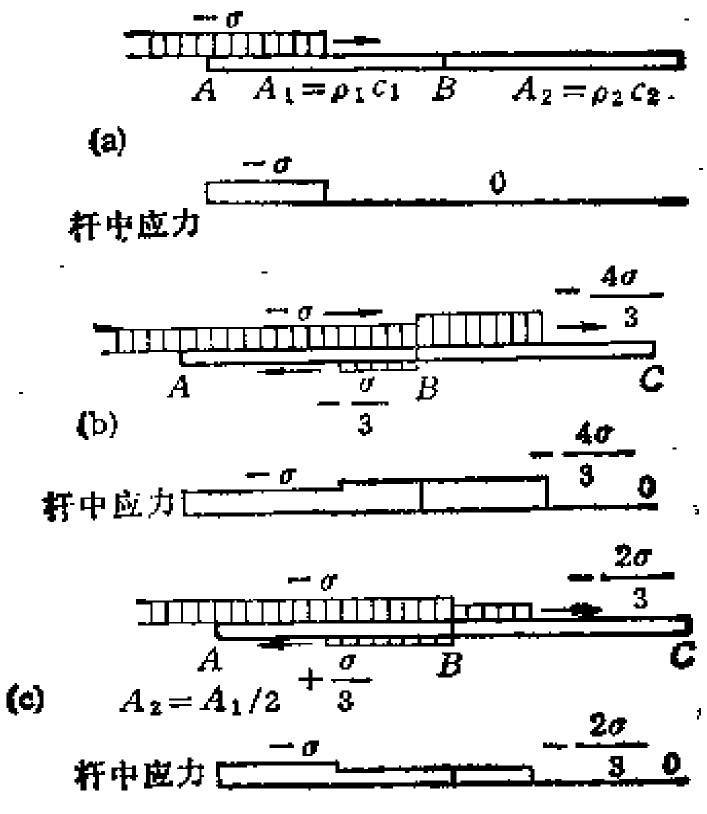


图 2-31 波在界面上的反射和透射

$$\left.\begin{aligned} \sigma_R &= F\sigma_I \\ v_R &= -Fv_I \end{aligned}\right\} \tag{2-48}$$

$$\left.\begin{aligned} \sigma_T &= T\sigma_I \\ v_T &= \left(\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}\right) T v_1 \end{aligned}\right\} \tag{2-49}$$

上式中 F 与 T 分别称为反射系数和透射系数，其值由两种介质的声阻抗决定：

$$F = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1} \qquad T = \frac{2}{1 + \dfrac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}} \tag{2-50}$$

显然 $1 + F = T$

从式(2-50)可以看出，T 总是正号，因此透射波和入射波总是同号，F 的正负取决于两种介质声阻抗的大小，分别有下列几种情况：

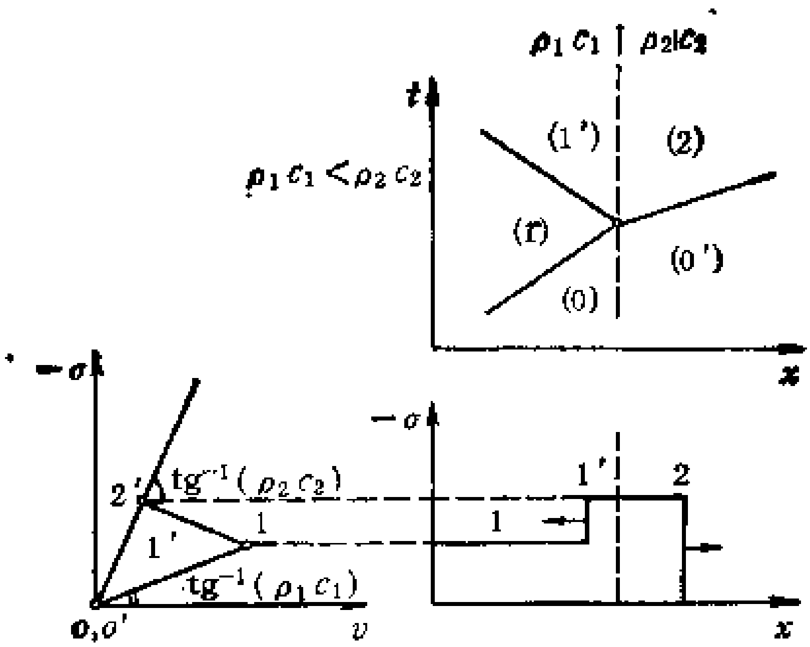
(1) 当 $\rho_2 c_2 > \rho_1 c_1$ 时，如图 2-32(a) 所示。$F > 0$，反射波和入射波同号，压缩波反射仍为压缩波，形成反射加载；

(2) 当 $\rho_2 c_2 < \rho_1 c_1$ 时，如图 2-32(b) 所示，$F < 0$，反射波和入射波异号，只要接触面能保持接触(连续)，压缩波将反射拉伸波，而拉伸波则反射压缩波，形成反射卸载。

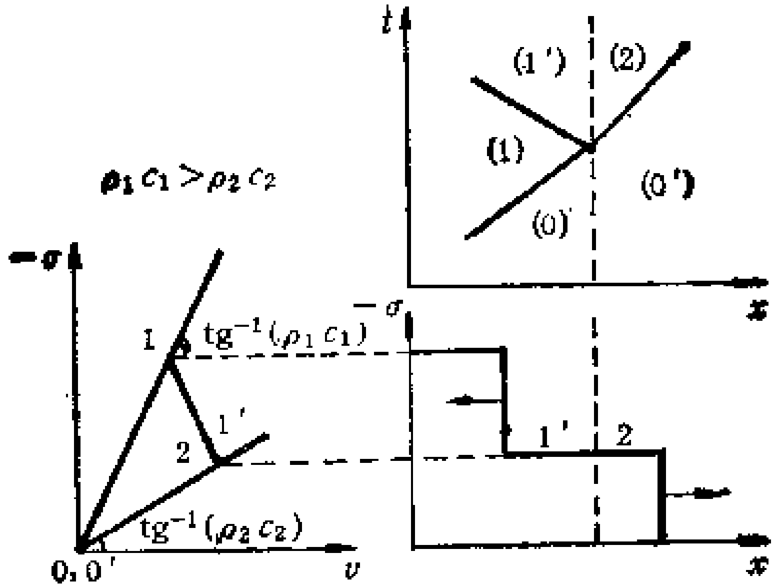
(3) $\rho_2 c_2/\rho_1 c_1 \to \infty$，则是刚壁反射，此时 $F = 1$，$T = 2$，反射应力等于入射应力。完全刚性物体受到的应力刚好是入射应力的 2 倍。

(4) 当 $\rho_2 c_2 = \rho_1 c_1$ 时，$F = 0$，$T = 1$，没有反射波，入射波完全透射到第二种介质，这种现象称为阻抗匹配。

(5) 当 $\rho_2 c_2/\rho_1 c_1 \to 0$ 时，这时 $T = 0$，$F = -1$，这就是自由表面的反射，入射波完全被反射，压缩波反射为拉伸波，拉伸波反射为压缩波。



(a)



(b)

图 2-32 两种介质界面上的反射透射

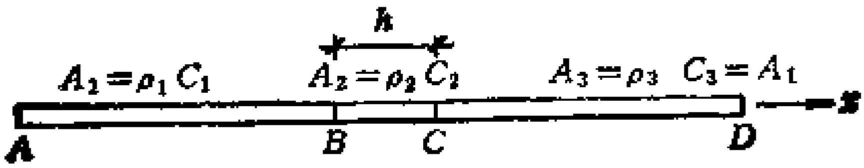
2. 弹性波在多层介质中的反射与透射

波在多层不同声阻抗材料中传播时，会发生很复杂的干涉，这些干涉的处理原则，还是应用叠加原理和方程(2-48)

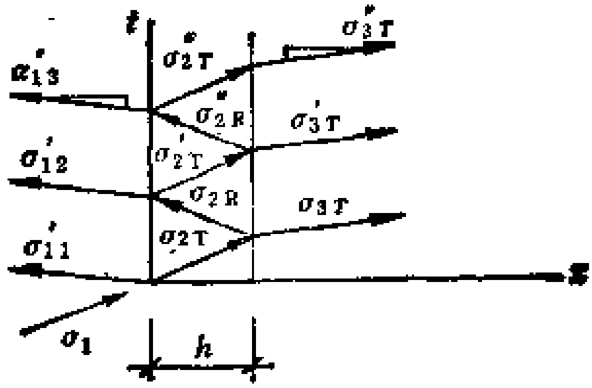
及(2-49)，可以得到应力的分布情况。另外，可以证明在多层介质中，夹层的厚度比之于应力波波长 λ 很小时，可以不考虑夹层的存在。下面介绍应力波通过多层介质时的情况

(1) 应力波通过坚硬夹层时的变化

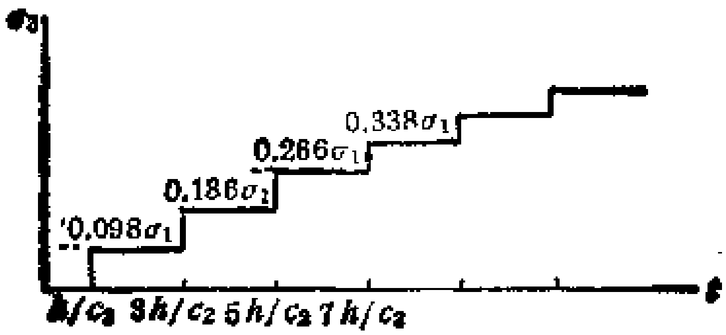
图 2-33 表示直杆中部有一坚硬夹层，在实际工程中遇到的土中压缩波透过遮弹层时就可简化成这种模式来处理。如果 $\rho_1 c_1 = \rho_3 c_3$，$\rho_2 c_2 > \rho_1 c_1$。



(a)



(b)



(c)

图 2-33 应力波通过坚硬夹层的变化

设 $t=0$ 时有突加不变压力的压缩波从介质 1 到达界面 B，根据式(2-49)及(2-50)透过界面进入坚硬夹层 2 的应力为

$$\sigma_{2T}=\frac{2\sigma_I}{1+\rho_1c_1/\rho_2c_2}$$

当时间 $t=h/c_2$ 时，这一应力达到界面 C，产生反射应力 σ_{2I}，以及进入介质 3 的应力为

$$\sigma_{3T}=\frac{2}{1+\rho_2c_2/\rho_1c_1}\cdot\sigma_{2T}$$

$$\sigma_{2I}=\frac{\rho_1c_1-\rho_2c_2}{\rho_1c_1+\rho_2c_2}\sigma_{2T}$$

同样可以求得在时间 $t=2h/c_2$，$t=3h/c_2$ 时的应力。

如果具体假定

$\rho_1=\rho_3=200$ 千克·秒^2/米^4，$c_1=c_3=100$ 米/秒，

$\rho_2=260$ 千克·秒^2/米^4，　　$c_2=3000$ 米/秒

则可得到如图 2-33(b) 的应力。

(2) 弹性波通过松软夹层时的变化

在图 2-34 中，混凝土中的 $\rho_3c_3=7.8\times10^5$ 千克·秒/米^3，砂垫层的 $\rho_2c_2=0.2\times10^5$ 千克·秒/米^3，而岩石层的 $\rho_1c_2=12\times10^5$ 千克·秒/米^3。来自岩体的压缩波应力 σ_{1I} 透过界面 A 进入砂垫层后为 σ_{2T}，从式(2-49)可得 $\sigma_{2T}=0.033\sigma_{1I}$，$\sigma_{2T}$ 又透过界面 B 进入钢筋混凝土被覆后为 σ_{3T}，从

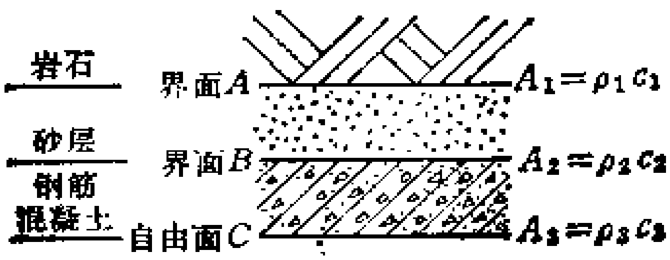


图 2-34　应力波通过松软夹层

式(2-49)可得 $\sigma_{3T}=0.064\sigma_{1I}$，如果没有回填层，则岩体中压缩波直接进入钢筋混凝土被覆可算得为 $0.97\sigma_{1I}$，所以设置回填层使作用于被覆的压力大大的削弱。

3. 杆截面不同时弹性波的反射与透射

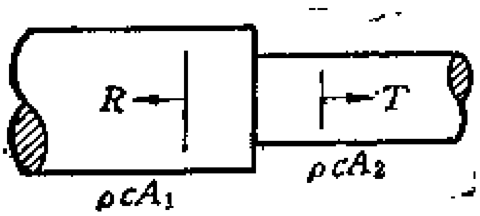


图 2-35 截面有间断的直杆

如果杆的截面积发生间断，应力波通过时，也要发生反射和透射。如图 2-35 所示。这时界面的应力连续条件应该是总作用力相等，即

$$A_1(\sigma_I+\sigma_R)=A_2\sigma_T$$

式中 A_1，A_2 分别为间断两边的截面积。式(2-46)，(2-47)继续成立，同样可解得(2-48)，(2-49)式，但此时的 F 和 T 变为

$$F=\frac{\rho cA_2-\rho cA_1}{\rho cA_2+\rho cA_1}$$

$$T=\frac{2\rho cA_1\times\dfrac{A_1}{A_2}}{\rho cA_2+\rho cA_1}$$

式中 ρcA 为广义声阻抗，当 $\rho cA_1=\rho cA_2$ 时，在间断界面处不发生反射 $(F=0)$，称为阻抗匹配。

当声阻抗相同，仅截面积间断而引起弹性波的反射和透射时

$$F=\frac{A_2-A_1}{A_2+A_1}$$

$$T=\frac{2A_1}{A_2+A_1}$$

式中 A_2 为波前方的杆的截面积，A_1 为波后方的杆的截面

积．可以看出：T总为正号，所以透射波总和入射波同号，而F的符号则决定于截面积 A_1 和 A_2 的相对大小而有下列几种情况：

(1) 当 $A_2 > A_1$ 时，$F > 0$，是反射加载，但透射波强度减弱 ($T < 1$)；

(2) 当 $A_2 < A_1$ 时，$F < 0$，是反射卸载，但 $T > 1$，使透射波强度增强；

(3) 当 $\frac{A_2}{A_1} \to 0$ 时，$T \to 2$，所以单级放大倍数的极限为 2．大轴的一端受冲击时，另一端如有一小轴相连接，将起到"集波(捕波)"器的作用．但是如果总的截面积减少相同，两阶级梯轴比一阶级梯轴应力增强倍数大．如图(2-36)中，设

$$\frac{A_1}{A_3} = 4$$

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{A_2}{A_3} = 2$$

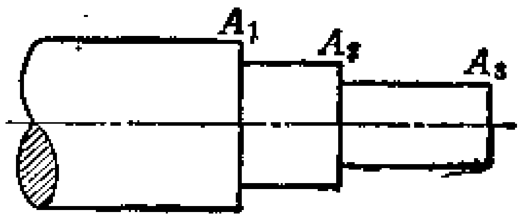


图 2-36　截面多级间断的杆

对于入射压缩波 σ_I，在截面 A_2 的透射应力 σ_{T2} 为

$$\sigma_{T2} = \frac{2\sigma_I A_1}{A_1 + A_2} = \frac{2 \times 2\sigma_I}{2 + 1} = \frac{4}{3}\sigma_I$$

在 A_3 截面的透射应力 σ_{T3} 为

$$\sigma_{T3} = \frac{2A_2}{A_2 + A_3}\sigma_{T2} = \frac{2 \times 2}{2 + 1} \times \frac{4}{3}\sigma_I = \frac{16}{9}\sigma_I = 1.78\sigma_I$$

如果 A_2 段被省略，截面从 A_1 立即变到 A_3，则

$$\sigma'_{T3} = \frac{2A_1}{A_1 + A_3}\sigma_I = \frac{2 \times 4}{4 \times 1}\sigma_I = \frac{8}{5}\sigma_I = 1.60\sigma_I$$

4. 弹性波在锥形杆中的传播

锥形杆可以近似地看作具有一系列变截面的阶梯杆。锥

底受到的压缩波向锥顶传播时，每通过一个截面积间断面时，透射压缩波增强 $\frac{2A_n}{(A_n+A_{n+1})}$ 倍，同时反射一个拉伸波。

五、霍浦金生（Hopkinson）压杆

利用压力脉冲在杆的自由端面反射后变为拉伸脉冲的这一性质，霍浦金生设计了一个巧妙的方法，来研究炸药爆炸或子弹撞击坚硬表面时的压力-时间关系。所采用的装置被称为霍浦金生压杆。

霍浦金生压杆的主体是一圆柱形钢杆，用线水平悬挂以允许在垂直面内摆动。杆的一端为打击端，接受炸药爆炸或子弹打击所造成的压应力。另一端加上一个称为测时器的短柱体。测时器与杆的直径相同，材料也相同，其接触面都磨得很平，涂少许机油或借磁力衔接，允许压力脉冲通过。当压力脉冲在测时器自由表面反射成拉伸波后，入射波和反射波迭加，只要在接触面处产生了拉应力，测时器就会带着陷在其中的动量飞离。测时器的动量可由接受测时器的弹道摆来测得，而留在杆内的动量则可由杆的摆动振幅来确定。

图 2-37 表示一个三角形压缩脉冲（锯齿波）在自由表面反射时，不同时刻的压力和质点速度分布。反射时，杆中任意一点的合应力（质点速度）就是把入射波和反射波的应力(质点速度)迭加而得。图中：(a) 表示脉冲接近自由边界；(b) 表示一部分脉冲已经反射，入射脉冲和反射脉冲的重迭区已出现拉应力，重迭区质点速度是自由表面入射波质点速度的两倍；到 (c) 时已有一半脉冲被反射，全部应力都成为拉应力，质点速度均匀，相当于入射波的最大质点速度 $\sigma_m/\rho c$；(d)

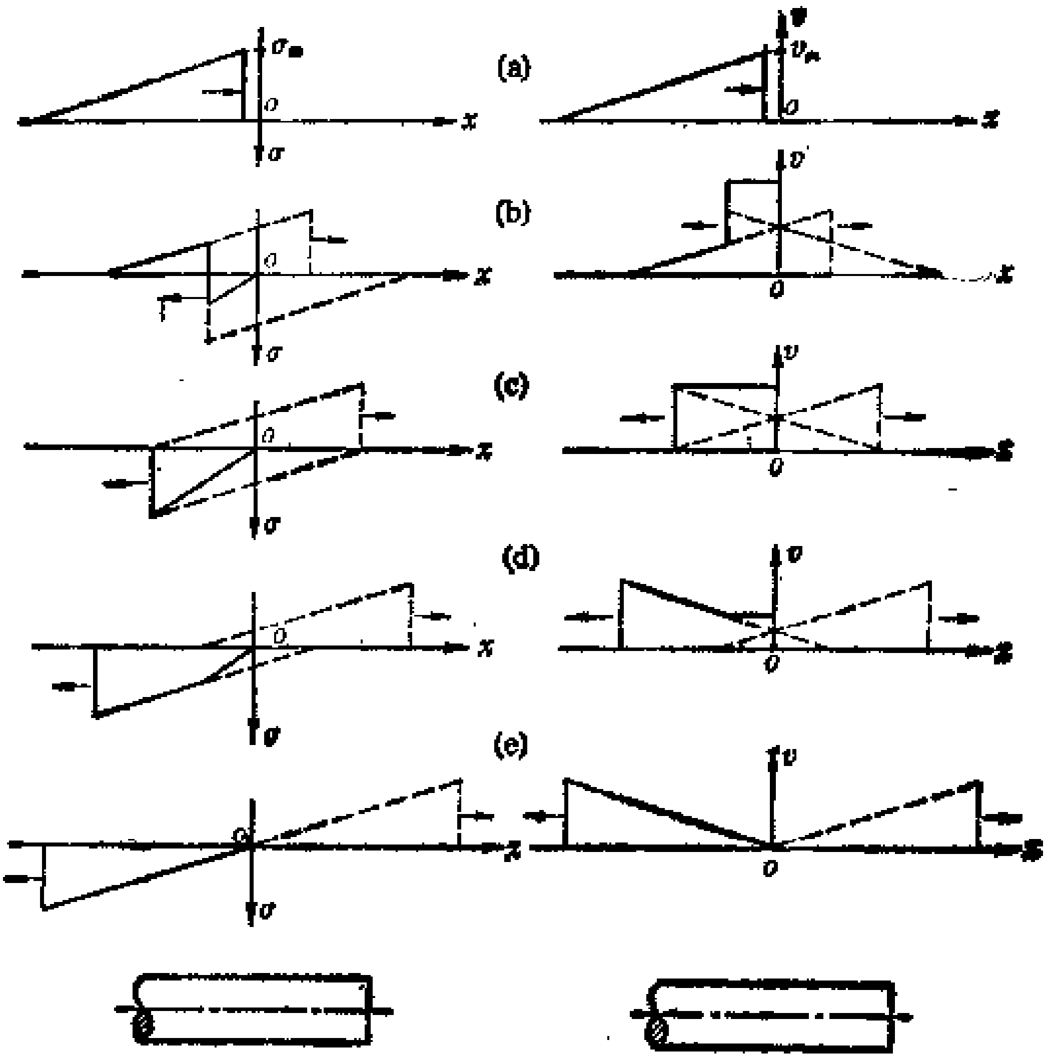


图 2-37　三角形压缩脉冲在自由表面反射时，不同时刻的压力和质点速度分布

时波阵面继续运动，重迭区应力和质点速度值相应地减小；(e)时入射脉冲全部消失，反射过程结束，所形成的拉伸脉冲与入射到自由面之前的压缩脉冲形状相同，方向相反。

由压缩脉冲在测时器自由表面反射而产生的应力和质点速度分布应该与图 2-37 中表示的结果相似。当测时器的长度比脉冲波长 λ 为短时，反射未结束，测时器就和杆脱开，它所获得的动量为

$$M = \int_0^l v dm = \int_0^l \rho A v dx = \rho A \int_0^l (v_I + v_R) dx$$

$$= \rho A \left[\int_0^l v_I dx + \int_0^l v_R dx \right]$$

这个动量在速度分布图上相当于测时器长度所对应的入射速度分布线以下的面积与反射速度分布线以下面积之和。显然，测时器长度 l 越大，它所获得的动量越多；当 $l = \frac{\lambda}{2}$ 时，测时器将获得入射脉冲的全部动量；当 l 再增加时，所获得的动量不变。所以在实验中采用几个不同长度的测时器，就可以得到动量与 l 的关系，由对应于动量为常数的最小 l 值可求出压力脉冲的持续时间。而测时器所获得的动量 M，等于接触面处的冲量

$$A \int_0^T \sigma(t) dt$$

其中 T 为应力波通过测时器来回的时间 $\left(T = \frac{\lambda}{c} = \frac{2l}{c}\right)$，当测时器很短时

$$M = A \int_0^T \sigma(t) dt = A\sigma_{平均} \times T = \sigma_{平均} \times \frac{2lA}{c}$$

则 $\sigma_{平均} = \frac{Mc}{2lA}$，短测时器中平均压力的极限值就是压缩脉冲的最大值。这样就能近似地求出压力脉冲的波形(压力-时间关系)。

当然通过测量不同长度测时器的动量所确定的脉冲波形，不如按测量 σ-t 关系精确方便，计时器与杆的衔接力太小，会给测量带来一定的误差。而且从根本上说，所测压力脉冲的峰值不得超过压杆材料的屈服限，脉冲长度也必须比压杆直径大得多，否则就不能满足杆中一维应力波忽略横向惯

性力的近似假定，而有波的弥散现象．这些都是霍浦金生压杆在使用中的限制条件．但目前各种改进形式的霍浦金生压杆装置，仍广泛地应用于测量应力波在自由表面反射时的质点速度。

六、层 裂 现 象

与霍浦金生压杆中的测时器一样，当压力脉冲在杆或板的自由表面反射成拉伸脉冲时，将可能在邻近自由表面的某处造成相当高的拉应力，一旦满足材料的动态断裂准则，就会引起材料的破裂．当裂口大到足以使材料完全断裂时，这块材料便带着陷于其中的动量飞离．这种由压力脉冲在自由表面反射所造成的表面的动态断裂称为层裂现象或崩落现象，有时也称作霍浦金生断裂．另一方面，裂隙出现以后就形成新的自由表面，入射脉冲的尾部将在新自由面上继续反射成拉伸脉冲波，如果拉伸波足够大或条件合宜，会产生第二次或多次断裂．军事上的碎甲弹和防碎甲弹的复合坦克钢板都是在此原理的基础上发展起来的。

压力脉冲在自由表面反射为拉伸脉冲，要满足一定的条件才会层裂，其中主要的两个因素是：应力脉冲的形状和动态断裂准则。

需要指出的是，大多数工程材料往往能承受相当强的压应力不致破坏，而不能承受同样强度的拉应力(例如混凝土)．层裂之所以能产生，在于压力脉冲在自由面反射后，形成了足以满足动态断裂准则的拉应力；而拉应力之形成则实际上在于入射压力脉冲头部的压缩加载波在自由表面反射后形成的卸载波，再与入射压力脉冲尾部的卸载波的相互作用，或简单

的说，是入射卸载波与反射卸载波的相互作用。

因此，压力脉冲的强度和形状，对于能否形成层裂，在什么位置形成层裂（层隙厚度）以及形成多少次层裂等等，具有重大影响。当然形成拉应力只是一个前提，最后还要取决于是否满足材料动态断裂准则。

最早提出的是瞬时断裂准则，它认为材料有一个临界断裂拉应力（或叫断裂应力）σ_c，当 $\sigma > \sigma_c$ 时立即发生层裂。

这一准则在形式上是静强度理论中的最大正应力准则在动态情况下的推广，认为断裂是在满足此准则的瞬时发生的，属于时间无关（应变率无关）断裂理论。不过这里的 σ_c 是按动态试验确定的，通常比静态的强度极限要高，在此意义上则已计及了断裂速率相关性（或时间相关性）。

σ_c 的某些代表性的数据，据试验结果如表 2-2 所示。

表 2-2　σ_c 的某些试验数据

材料	合金钢 4130	碳素钢 1020	铜	黄铜	硬铝 245 — Г4
σ_c (kPa)	30.0	1020	28.2	21.0	9.5

注：上列数据实际上是在平板试验，即三维应力条件下得出的。

按照瞬时断裂准则，矩形压缩脉冲，三角形（锯齿形）压缩脉冲和指数衰减压缩脉冲下的层裂分别简介如下：

1. 矩形脉冲

图 2-38 是波长为 λ 的矩形脉冲在自由表面反射时五个典型时刻下的应力波示意图：(a) 矩形脉冲接近自由表面；(b) $\lambda/4$ 的脉冲被反射，在离自由表面 $\lambda/4$ 长度内入射压应力与反射拉应力迭加后的净应力为零；(c) $\lambda/2$ 脉冲被反射后的净应力恰好全为零，但离自由表面 $\lambda/2$ 长度内的

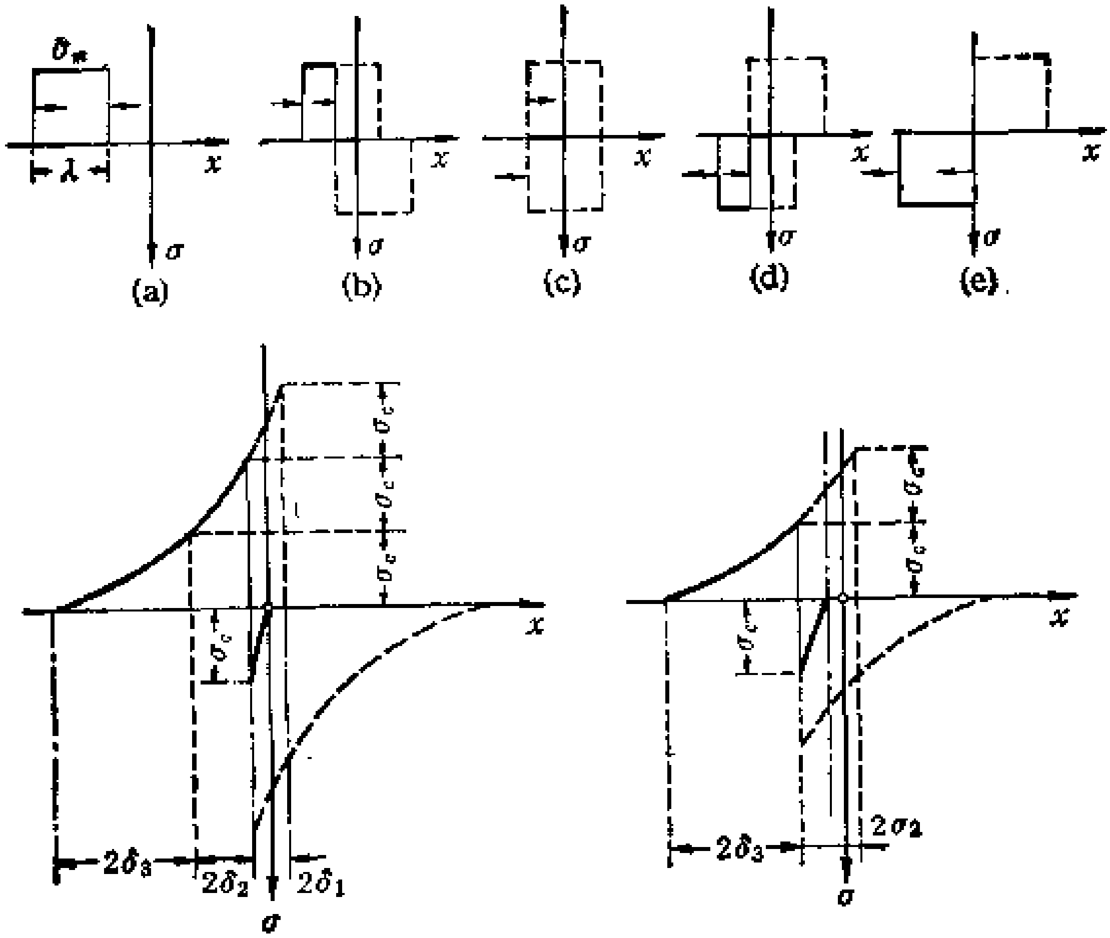


图 2-38 层裂现象中应力波发展的各个阶段

质点速度为入射压力波质点速度的两倍，此后由于入射卸载波与反射卸载波的相互作用（内撞击）将出现拉应力；(d) $3\lambda/4$脉冲被反射，形成了长为 $\lambda/2$ 的拉应力区，而离自由表面 $\frac{\lambda}{4}$ 长度内迭加净应力仍为零；(e) 反射结束，右行的压力脉冲完全反射为左行的拉伸脉冲。由此可见，对于矩形脉冲，只要 $|\sigma_m| \geqslant \sigma_c$，应力波在自由表面后的 $t=\frac{1}{2}\frac{\lambda}{c}$ 时刻发生层裂(式中 c 为波速，λ 为波长)，裂片厚度为 $\frac{\lambda}{2}$。既然裂片带着压力脉冲的全部冲量飞去，由此可求出裂片速度为

$$v = \frac{\sigma_m \cdot \frac{\lambda}{c}}{\rho\delta} = \frac{2\sigma_m}{\rho c}$$

也即为入射波质点速度的两倍，由于入射波的全部动量被飞片带走，所以不会发生多次层裂。

2. 三角形脉冲(锯齿形)

图 2-39 是三角形脉冲，在自由表面反射过程，对于三角形脉冲，当 $|\sigma_m| = \sigma_c$ 时，层裂也发生在应力波到达自由表面反射后的 $t = \frac{\lambda}{2c}$ 时刻，裂片厚度 $\delta = \frac{\lambda}{2}$，裂片速度 $v = \frac{\sigma_c}{\rho}$。由于压力脉冲的全部冲量，不会被陷于飞片中，所以裂片速度较矩形脉冲的裂片速度小 $v = \frac{\sigma_m}{\rho c}$，压力脉冲未反射的剩余部分将在层裂形成的新自由表面发生反射，因此会产生多次层裂。当 $|\sigma_m| > \sigma_c$，层裂提前在 $t = \frac{\lambda}{2c} \cdot \frac{\sigma}{\sigma_m}$ 时发生，此时的裂片厚度为 $\delta = \frac{\lambda\sigma_c}{2\sigma_m}$，裂片速度则为 $v = \frac{(2\sigma_m - \sigma_c)}{\rho c}$。如果 $|\sigma_m| \geq n\sigma_c$ (n 为正整数)，则可发生 n 次层裂，每次裂片厚度相同，裂片速度则逐次下降，这个过程一直进行到波峰上的应力低于 σ_c 为止。

3. 按指数衰减的三角形脉冲

按指数衰减的三角形脉冲，在多次层裂时，裂片厚度将逐渐加厚，其厚度由 $\sigma(0) - \sigma\left(\frac{2\delta}{c}\right) = \sigma_c$ 来确定，裂片速度为 $v = \frac{1}{\rho\delta}\int_0^{2\delta/c} \sigma(t)\ dt$，

对于衰减先慢后快的钟形脉冲，在多次层裂时，裂片的厚度是先厚，次薄，然后又厚……。

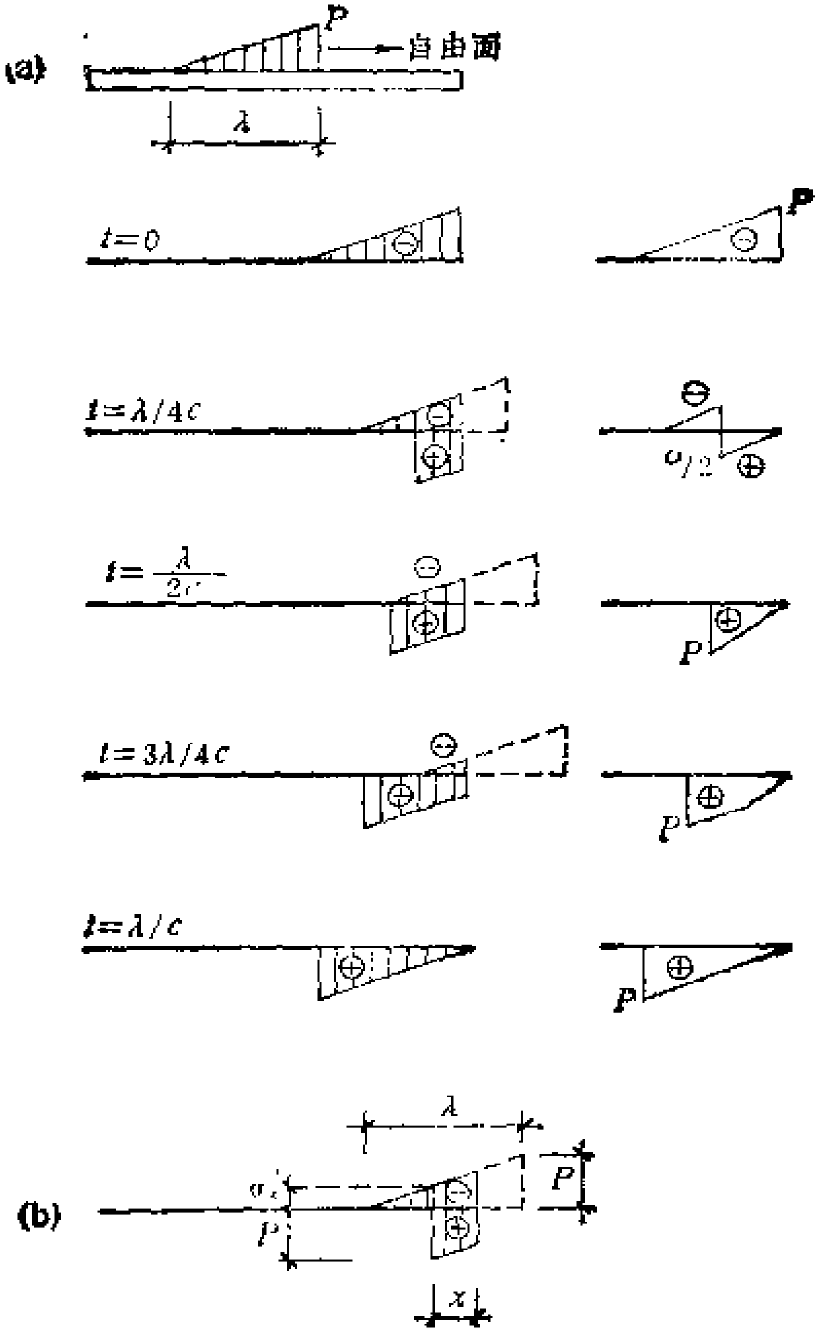


图 2-39　三角形脉冲的层裂发展过程

上述关于层裂的讨论，虽然在工程应用上有一定的意义，但实际上还只是一种初步的简化处理。一方面在引起层裂的强脉冲载荷下，材料早已超出线弹性变形，必须考虑冲击波和

弹塑性波的传播。另一方面，断裂不是瞬时发生的，断裂常呈现滞后现象。为了考虑应力持续时间对动态断裂的影响，目前的研究工作已提出了损伤积累准则，它认为

$$\int_0^t (\sigma - \sigma_0)^\alpha \, dt = \kappa$$

时发生断裂。式中 α，κ，σ_0 都是材料常数，σ_0 是材料发生断裂时的下限应力。当 $\sigma \leqslant \sigma_0$ 时，即使作用时间很长也不会发生断裂，当 $\alpha = 1$ 时，上式化为所谓的冲量准则，意味着应力冲量达到一定值时发生断裂。

七、横向运动惯性引起的弥散效应

在上面的讨论中我们首先假定应力波在杆中通过时，杆截面仍保持为平截面，并在平截面上只作用着均布轴向应力 σ。同时不考虑杆中质点横向运动的惯性作用，也就是说，忽略了杆中质点横向收缩或膨胀所引起的动能。因而上面的讨论是与实际有出入的，只是一种在工程应用上的近似理论。

实际上杆件在轴向应力 $\sigma_x(X, t)$ 作用下除了有轴向应变

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u_x}{\partial X} = \frac{\sigma_x(X, t)}{E}$$

外，还由于泊桑效应而同时产生横向变形

$$\varepsilon_y = \frac{\partial u_y}{\partial Y} = -\nu\varepsilon_x(X, t) \quad 及 \quad \varepsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\nu\varepsilon_x(X, t)$$

因为 ε_x 只是 X 和 t 的函数而与 Y，Z 无关，由此可得横向位移为

$$u_y = -\nu Y\varepsilon_x = -\nu Y \frac{\partial u_x(X, t)}{\partial X}$$

$$u_z = -\nu Z \varepsilon_x = -\nu Z \frac{\partial u_x(X, t)}{\partial X}$$

既然有横向位移，也必然相应的产生横向运动的质点速度 v_y，v_z 以及质点加速度 a_y，a_z。因此在原截面上有非均匀分布的横向质点位移，速度和加速度，这就是说，相应地存在着非均匀的横向应力，这将导致变形后的截面不再是一个平面而是曲面。

在平截面假定中，杆件在应力波作用下转变成应变能，但是在考虑横向运动作用的情况下，可以看作是由两部分组成：一部分是仍使杆件的体应变能增加；另一部分则近似地认为通过横向运动所产生的横向应力作功而转变成了横向动能。于是运动方程也变成为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial X} + \frac{\nu^2 K^2}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^4 u}{\partial X^2 \partial t^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

令 $c = \frac{\omega}{k}$ 则

$$-k^2 + \frac{\nu^2 K^2}{c_0^2} k^4 c^2 + \frac{k^2 c^2}{c_0^2} = 0$$

上式中 $K^2 = \frac{1}{A} \int_A (Y^2 + Z^2) dy dz = \frac{J_x}{A}$，也即截面对 X 轴的极惯性矩 J_x 除以截面积 A。K 被称为横截面的回转极半径。$k = \frac{2\pi}{\lambda}$，λ 为波长。于是

$$c = \frac{c_0}{(1 + \nu^2 K^2 k^2)^{\frac{1}{2}}} = \sqrt{\frac{E}{\rho_0} - \nu^2 K^2 \omega^2}$$

可见考虑横向运动的弹性波速与前面不考虑横向惯性影响的一维杆理论的弹性波速 $c_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho_0}}$ 是不同的。它与频率

有关：高频波传播速度较低，而低频波传播速度较高。对于线弹性波来说，任意波形的波不可能以不变的波形传播。因为任意波形的波总可以用频谱分析的方法，将它看成是由许多不同频率的波(谐波分量)迭加而成，它们以不同的频率按各自的相速传播。因此波形不能再保持原来的形状，到后来波形就散开了，这种现象就叫做波的弥散现象。例如间断(冲击)波在传播过程中，不能一直保持为间断波，而会弥散成连续波。由于横向效应造成的弥散也称为几何弥散。

应该指出的是：这种由于横向效应所引起的弥散，不同于由于材料（介质）的应力-应变关系的非线性所引起的非线性本构弥散；也不同于材料的粘性(内摩擦)效应所引起的粘性弥散。

杆中横向惯性总是不可避免的，可是其弥散程度决定于 $\nu^2K^2k^2$ 的大小。如果 $\nu^2K^2k^2 \ll 1$，横向效应就可以忽略，因为 $k=\frac{2\pi}{\lambda}$，对于一般的材料 $\nu\approx\frac{1}{3}$，所以 $\pi\nu\approx 1$，所以横向效应可以忽略的条件就是

$$\lambda \gg 2K$$

例如圆杆 $J_x=\frac{\pi R^4}{2}$，$A=\pi R^2$，故 $K=\frac{R}{\sqrt{2}}$，所以横向效应可以忽略的条件就是杆的横向尺寸远小于波长，杆子越细，弥散程度越小。这就是前面谈到的 Hopkinson 压杆必须是细长杆的原因，目的是尽量减少横向效应的影响。

§2-7 弹塑性波的相互作用

解决弹塑性波相互作用问题的总的原则，与弹性波相互

作用问题一样；两波发生内撞击后，在界面处两侧应力和质点速度应满足连续条件。再根据波阵面上动量守恒条件，问题可以得到解决。但这时由于波速 c 不再是常数，迭加原理不再成立。

一、弹塑性加载波的相互作用

1. 强间断弹塑性加载波的相互作用

对于线性硬化材料，弹性波以波速 c_0 传播，塑性波以速度 c_1 传播，问题比较容易处理。一根均匀直杆两端，同时受到较强的突加矩形荷载，产生强间断弹塑性波迎面相遇，为了简化起见，不考虑弹塑性波到达杆的两端时的反射，只研究弹塑性波的相互作用。此时在 x-t 平面上的特征线如图 2-40a 所示。首先是弹性前驱波 OA 和 AL 在 A 点相遇。由于弹性波相遇之前应力已达到弹性极限 σ_s，所以相互作用后强度提高而变成塑性加载波 CA 和 AB。它们分别在 B 和 C 与入射塑性波相遇，进一步发生反射加载。其中 DB 和 CD 又在 D 点相遇，产生应力更高的反射塑性波 FD 和 DG，整个作用结束。此时全部过程将 x-t 平面分成 9 个区域；其中 0 区为未扰动区，$\sigma_0=0$，$v_0=0$；1 和 2 区为弹性前驱波通过后的区域，状态为 $\sigma_1=\sigma_2=\sigma_s$，$v_1=v_s=-\sigma_s/\rho_0c_0=-v_2$；3 和 5 区是塑性加载波通过的区域，应力 σ_3 和 σ_5 由荷载条件决定，质点速度分别为

$$v_3=-\int_0^{\sigma_3}\frac{d\sigma}{\rho_0 c}=-\int_0^{\sigma_s}\frac{d\sigma}{\rho_0 c_0}-\int_{\sigma_s}^{\sigma_3}\frac{d\sigma}{\rho_0 c_1}=v_s-\frac{\sigma_3-\sigma_s}{\rho_0 c_1}$$

$$v_5=\int_0^{\sigma_5}\frac{d\sigma}{\rho_0 c}=\int_0^{\sigma_s}\frac{d\sigma}{\rho_0 c_0}+\int_{\sigma_s}^{\sigma_5}\frac{d\sigma}{\rho_0 c_1}=-v_s+\frac{\sigma_5-\sigma_s}{\rho_0 c_1}$$

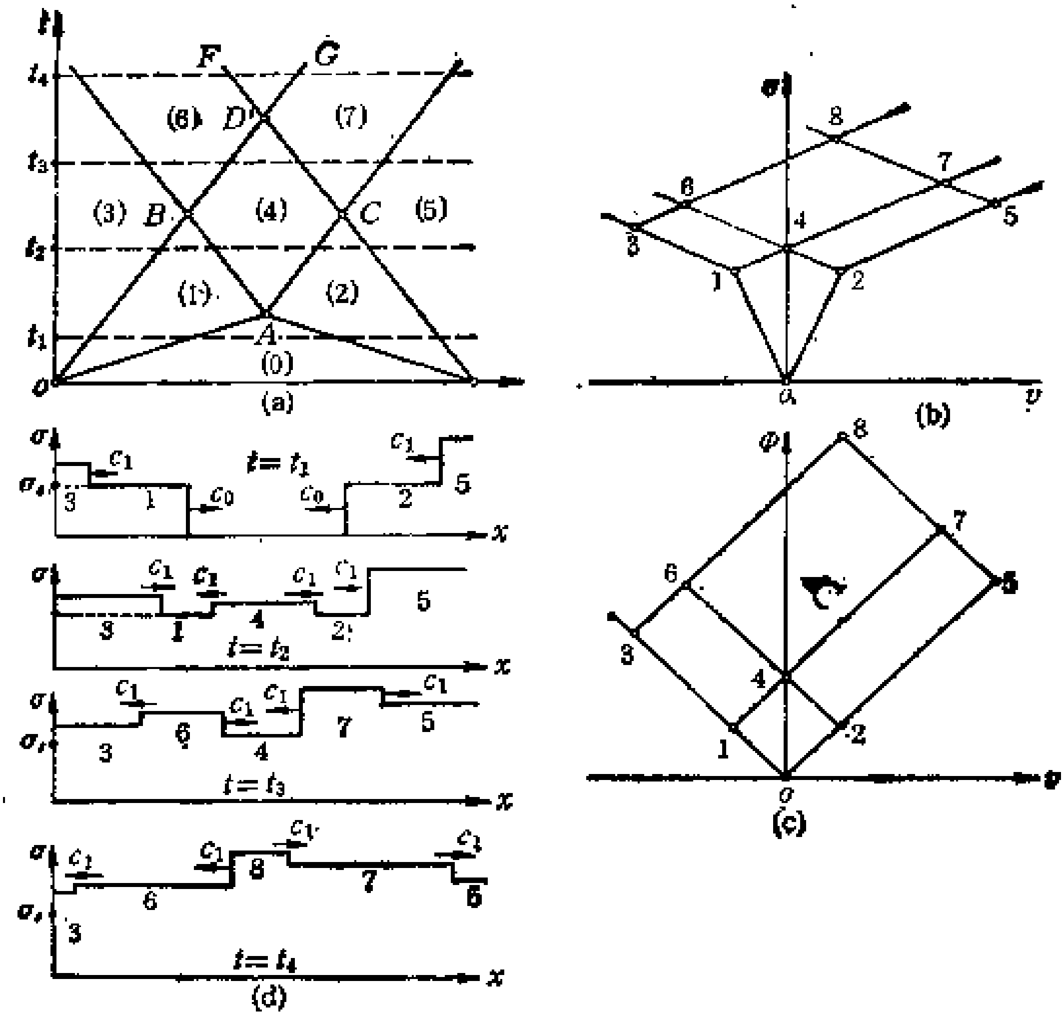


图 2-40 两塑性波迎面相遇时的情况

4 区为弹性前驱波相互作用后的区域，根据应力和质点速度连续条件，从 1 到 4 和从 2 到 4 结果应该相同。又由波阵面上动量守恒条件得

$$\sigma_4 - \sigma_1 = \rho_0 c_1 (v_4 - v_1) = \rho_0 c_1 (v_4 + v_2)$$
$$\sigma_4 - \sigma_2 = -\rho_0 c_1 (v_4 - v_2)$$

由此得出，$\sigma_4 = \sigma_s + \rho_0 c_1 v_2 = \sigma_s \left(1 + \frac{\rho_0 c_1}{\rho_0 c_0}\right)$，$v_4 = 0$；同样可得出 6、7、8 等区的状态参数

由 $\begin{cases}\sigma_6-\sigma_3=\rho_0c_1(v_6-v_3)\\ \sigma_6-\sigma_4=-\rho_0c_1(v_6-v_4)=-\rho_0c_1v_6\end{cases}$

得出

$$\sigma_6=\sigma_3+\sigma_r(\rho_0c_1/\rho_0c_0),\quad v_6=\frac{\sigma_4-\sigma_6}{\rho_0c_1}=\frac{\sigma_4-\sigma_3}{\rho_0c_1}$$

由 $\begin{cases}\sigma_7-\sigma_4=\rho_0c_1(v_7-v_4)=\rho_0c_1v_7\\ \sigma_7-\sigma_5=-\rho_0c_1(v_7-v_5)\end{cases}$

得出

$$\sigma_7=\sigma_5+\sigma_r\frac{\rho_0c_1}{\rho_0c_0},\quad v_7=\frac{\sigma_7-\sigma_4}{\rho_0c_1}=\frac{\sigma_5-\sigma_4}{\rho_0c_1}$$

由 $\begin{cases}\sigma_8-\sigma_6=\rho_0c_1(v_8-v_6)\\ \sigma_8-\sigma_7=-\rho_0c_1(v_8-v_7)\end{cases}$

得出

$$\sigma_8=\sigma_3+\sigma_5+\sigma_r\left(\frac{\rho_0c_1}{\rho_0c_0}-1\right),\quad v_8=\frac{\sigma_8-\sigma_6}{\rho_0c_1}+v_6=\frac{\sigma_5-\sigma_3}{\rho_0c_1}.$$

利用 σ-v 图或 ϕ-v 图的图解法更为简单，如图 2-40(b)、(c) 所示。但须指出，在 σ-v 图上弹性波斜率为 c_1，在 ϕ-v 图上皆为 45° 的直线。图 2-40(d) 给出了不同时刻的应力分布图。

2. 弱间断弹塑性加载波的相互作用

对递减硬化材料，塑性加载波为连续波(弱间断)。如果把连续波看成一系列强间断增量波，对于每两个增量波迎面相遇时发生反射加载，波速随之减小，在 x-t 平面上就是特征线斜率(对 t 轴)变小，如图 2-41 所示。

相互作用结束后的状态利用界面应力和质点速度连续条件及波阵面上动量守恒条件求得。对于左侧

$$v_D=-\int_{\sigma_A}^{\sigma_B}\frac{d\sigma}{\rho_0c}+\int_{\sigma_B}^{\sigma_D}\frac{d\sigma}{\rho_0c}+v_A$$

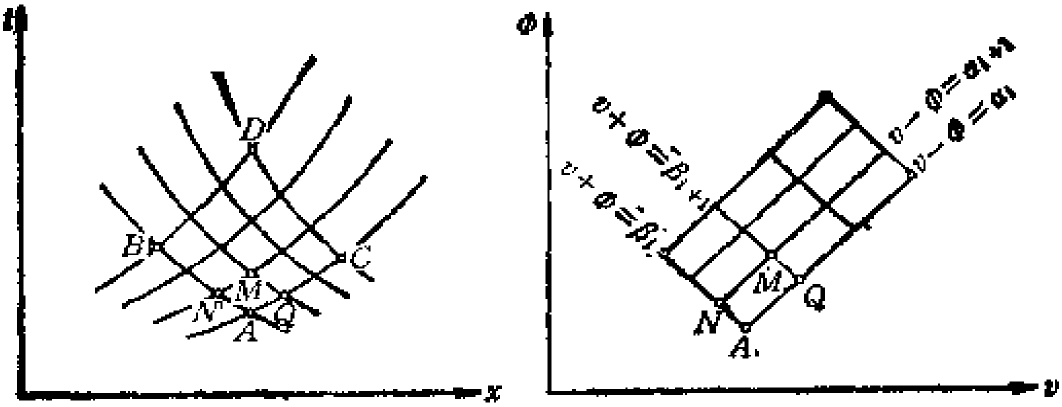


图 2-41 弱间断弹塑性加载波的相互作用

$$
= \int_0^{\sigma_A} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} - 2\int_0^{\sigma_B} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} + \int_0^{\sigma_D} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} + v_A
$$

对于右侧

$$
\begin{aligned}
v_D &= \int_{\sigma_A}^{\sigma_C} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} - \int_{\sigma_C}^{\sigma_D} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} + v_A \\
&= -\int_0^{\sigma_A} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} + 2\int_0^{\sigma_C} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} - \int_0^{\sigma_D} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} + v_A
\end{aligned}
$$

由上式可得

$$
v_D = \int_0^{\sigma_C} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} - \int_0^{\sigma_B} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} + v_A
$$

$$
\int_0^{\sigma_D} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} = \int_0^{\sigma_B} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} + \int_0^{\sigma_C} \frac{d\sigma}{\rho_0 c} - \int_0^{\sigma_A} \frac{d\sigma}{\rho_0 c}
$$

或用接触速度 ϕ 表示，则有

$$
v_D - v_A = \phi(\sigma_C) - \phi(\sigma_B)
$$

$$
\phi(\sigma_D) = \phi(\sigma_B) + \phi(\sigma_C) - \phi(\sigma_A)
$$

对于相互作用过程中的状态，即对于 $ABCD$ 区域内各点，仍可用这一方法来求解，也可用特征线法求解。

3. 弹塑性加载波在固定端的反射

弹塑性波遇到界面反射会引起介质的进一步加载和卸载，这要看界面上的条件而定。对于固定端，边界条件 $v=0$，这类问题一般只能用数值积分的方法来解决，除非对应力-应变关系作相当大的简化。

如果介质在加载时的应力-应变关系简化为二直线，如图2-42(a)所示。上凸的为递减硬化材料，下凸的为递增硬化材料。根据入射波应力 σ_I 对弹性极限 σ_s 比值的高低，反射系数将出现三种情况：

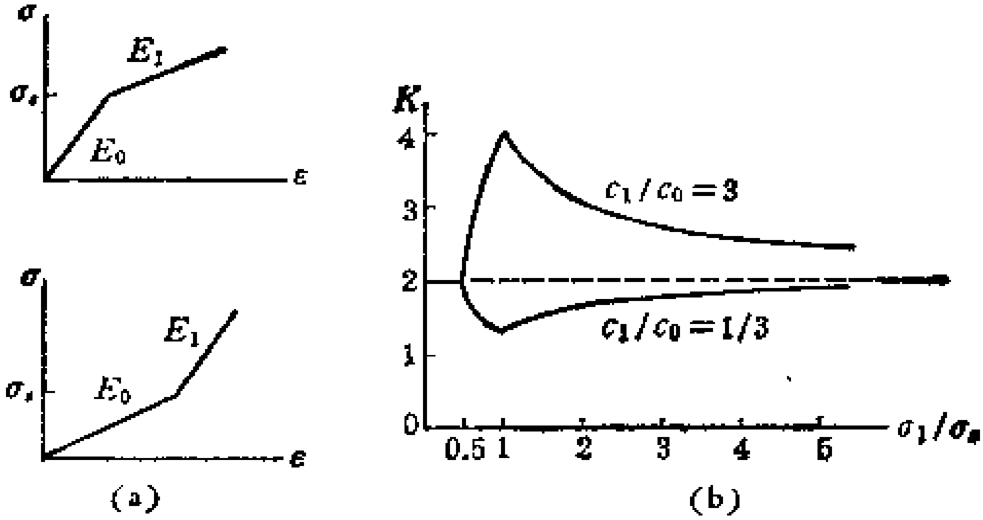


图 2-42 应力-应变曲线及反射系数

(1) 当 $\sigma_1<\sigma_s/2$ 时，反射后介质应力不会超过 σ_s，所以固端反射系数与理想弹性材料一样，等于 2。

(2) 当 $\frac{\sigma_s}{2}<\sigma_1<\sigma_s$ 时，在入射波作用下，介质应力小于 σ_s，引起质点速度的大小为 $\frac{\sigma_1}{\rho c_0}$，但反射后的介质应力将超过 σ_s，反射应力 σ_R 可分为二部分：一部分为 $(\sigma_s-\sigma_1)$，引起的质点速度为 $\frac{(\sigma_s-\sigma_1)}{\rho c_0}$；另一部分为 $[\sigma_R-(\sigma_s-\sigma_1)]$，引起的质点速度为 $\frac{[\sigma_R-(\sigma_s-\sigma_1)]}{\rho c_1}$。这几个质点速度之

和应满足固定端的质点速度等于 0 的条件，即

$$\frac{\sigma_1}{\rho c_0}-\left[\frac{\sigma_s-\sigma_1}{\rho c_0}+\frac{\sigma_R-(\sigma_s-\sigma_1)}{\rho c_1}\right]=0$$

得反射系数

$$\kappa=(\sigma_R+\sigma_1)/\sigma_1=2\frac{c_1}{c_0}+\frac{\sigma_s}{\sigma_1(1-c_1/c_0)} \tag{2-51}$$

(3) 当 $\sigma_1>\sigma_s$ 时，这时在反射前后的介质应力均大于 σ_s，同样的方法可得

$$\kappa=\frac{\sigma_R+\sigma_1}{\sigma_1}=2-\frac{\sigma_s}{\sigma_l}\cdot\left(1-\frac{c_1}{c_0}\right) \tag{2-52}$$

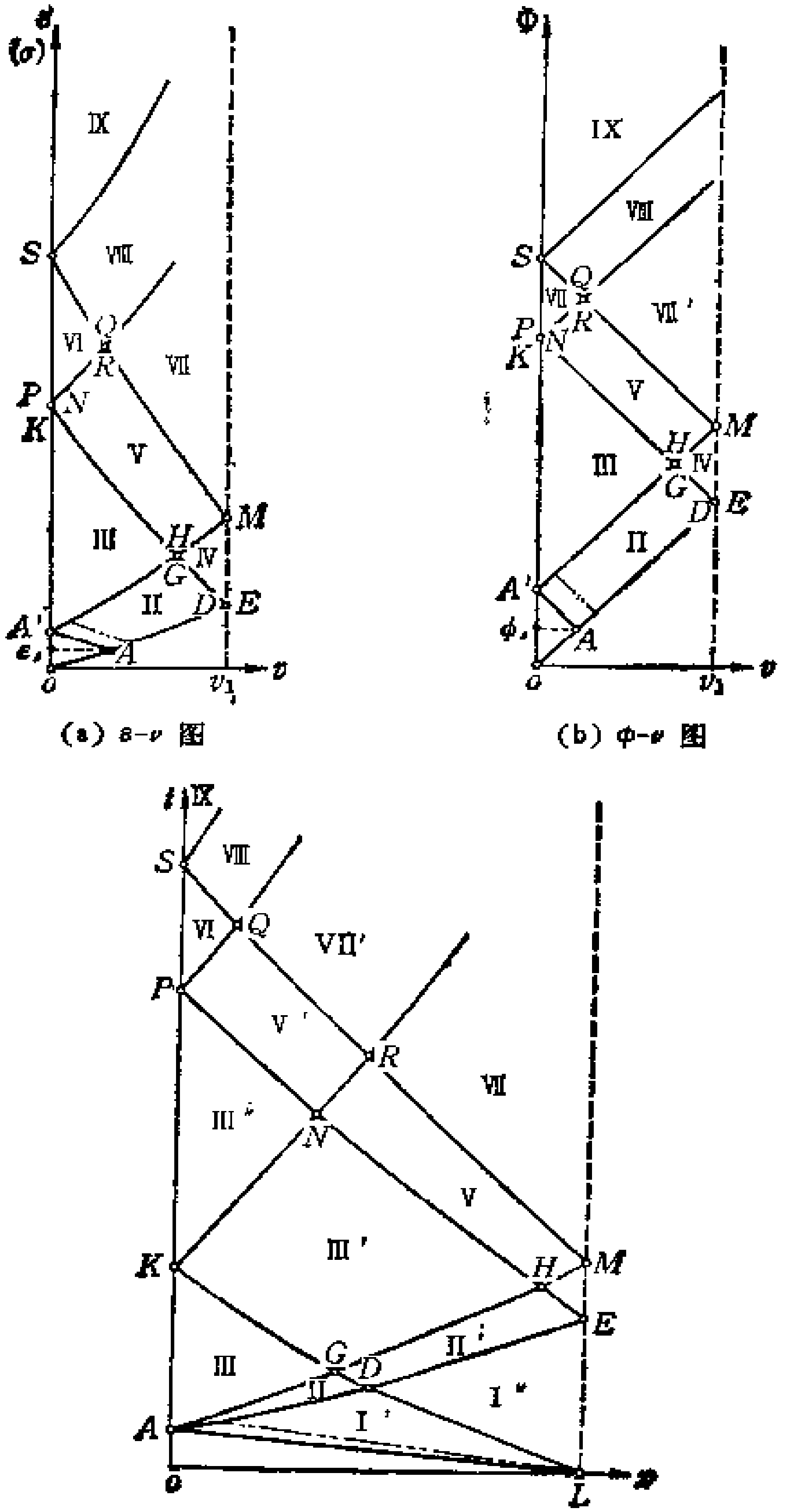
所以反射系数 κ 与比值 $\frac{c_1}{c_0}$ 和 $\frac{\sigma_s}{\sigma}$ 有关。若 $c_0>c_1$，κ 恒小于 2，若 $c_0<c_1$，这时的介质应力-应变曲线如图 2-42(a) 中后一个曲线(递增硬化材料)，κ 恒大于 2. 图 2-42(b) 表示入射系数随入射应力 σ_1/σ_s 变化的特点，其中取 $\frac{c_1}{c_0}=3$ 和 $\frac{c_1}{c_0}=\frac{1}{3}$ 二种情况。当 $\sigma_1=\sigma_s$ 时，κ 值达到极限。

4. 一端为固定端的有限长杆中的弹塑性波

现在来讨论一个长为 l 的直杆，该杆左端固定，右端受突加恒速冲击 $v(0,t)=v_1>\frac{\sigma_s}{\rho_0 c_0}$ 时的解，杆是递减硬化材料.

其 x-t 图如图 2-43(c)所示，相对应的 ϕ-v，ε-v 图如图2-43(a)、(b) 所示。

在 x-t 图上 AL 为弹性前驱波，其状态相应于 ϕ-v 图上的 A 点；ALD 是弹塑性中心波（左行简单波），是杆受突加恒速冲击而产生，其状态对应于 ϕ-v 图上的 AD 线。AL 波到达杆的固定端后反射，幅值加倍，因材料是递减硬化的，故在 x-t 图上从 A 点反射一束中心塑性波，它与入射左行简



(a) ε-v 图　　(b) Φ-v 图

(c) x-t 图

图 2-43　一端固定有限长杆中弹塑性波的相互作用

单波相互作用形成 II 区，x-t 图上 A 点的状态对应于 ϕ-v 图上的 AA' 线；x-t 平面上区域 III 是入射波与反射塑性波相互作用区；x-t 图上 I″ 区为恒值区，对应于 ϕ-v 图上的 E 点，其状态为 v_1，$\sigma_1=\int_0^{v_1}\rho_0 c dv$；$x$-$t$ 平面上 D，E 两点在 ϕ-v 图上重合；x-t 图上 II′ 区与恒值区 I″ 相邻，故为简单波区，其状态由 ϕ-v 图上特征线 GE 决定；x-t 图上 III′ 区为简单波区，由 ϕ-v 图上 NH 线的状态决定；x-t 图上 III″ 为恒值区，其状态与 ϕ-v 图上 K 点相对应；x-t 图上 P，N，K 三点在 ϕ-v 图上重合；IV 为合成波区；V 也为合成波区；V′ 为单波区……总之 x-t 图中带（″）号的区域都是恒值区，两簇特征线是直线，在 ϕ-v 图上只对应于一点；带（′）号的区域都是简单波区，总和恒值区相邻，有一簇特征线为直线，另一簇为曲线，在状态平面上对应于一条线段；不带（″）和（′）号的区域都是合成波区，在状态平面上都有与 x-t 平面上一一对应的区域，它们中 II，IV，VI，VII，IX 区是解混合问题，而 II，V，VIII 等区是解特征值问题。

二、弹塑性卸载波

1. 半无限长杆中的卸载波

由于出现应力减少而发生卸载，则介质的塑性性能将使问题变得非常复杂。其主要原因是：(1) 卸载时的应力-应变关系改变；(2) 对于坐标为 x 的每一个截面来说，开始卸载的最大应力 σ_m 和最大应变 ε_m 都不一样。它们是 x 的函数，即 $\sigma_m=\sigma_m(x)$，$\varepsilon_m=\varepsilon_m(x)$。下面我们来谈卸载波的情况。

如果已知作用于半无限长直杆端面的压力为：

$t < t_1$ 时，$-\sigma = P_m t/t_1$

$t > t_1$ 时，$-\sigma = P_m \dfrac{t - t_0}{t_1 - t_0}$

介质的应力-应变关系如图 2-44 所示。

从 t_1 开始，在 $x = 0$ 端面上压力开始卸载，于是在 x-t 平面上，从 $(0, t_1)$ 点开始将出现一个卸载波阵面，它在 x-t 平

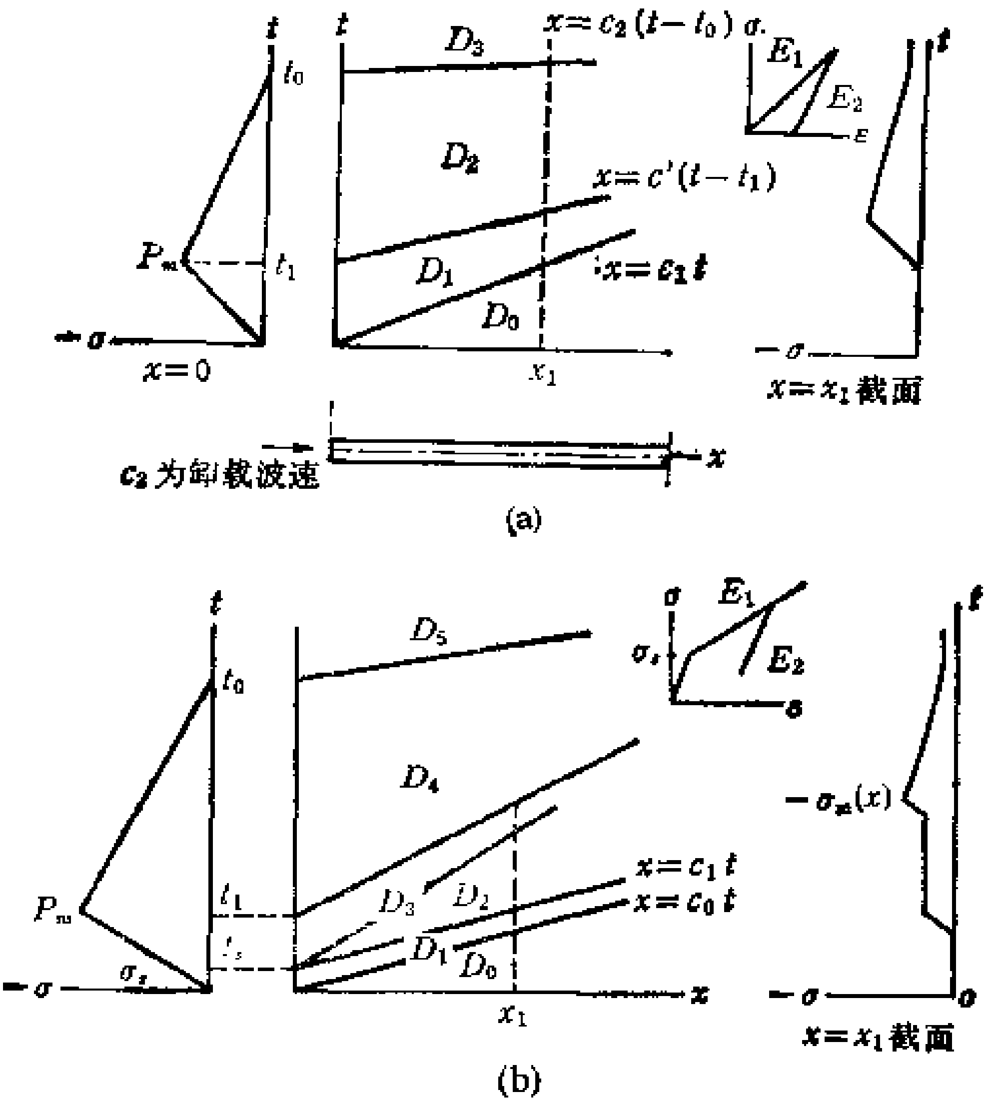


图 2-44　线性加卸载的情况

面上通常表现为一曲线。在这一曲线的下方是加载区，上方是卸载区。在卸载区内，每一截面 x 所受的压力将随着时间而减少，所以在卸载波阵面上出现截面的峰值压力 σ_m 和峰值应变 ε_m。

如图 2-44 所示在 $x-t$ 平面上 D_0 为静止区，D_1 与 D_0 的边界上要满足 $\sigma=0$，$v=0$ 的条件，而波动方程

$$\frac{\partial^2\sigma}{\partial t^2}=c^2\frac{\partial^2\sigma}{\partial x^2}$$

的一般解为

$$\sigma=G_1(x-ct)+G_2(x+ct)$$

以及

$$\rho cv=-G_1(x-ct)+G_2(x+ct)$$

可知 $G_2=0$，故 D_1 是简单波加载区，又 $c=c_1$，故有

$$\sigma=G(x-c_1t)$$

$$\rho cv=-G_1(x-c_1t)$$

代入 $x=0$ 上的边界条件，则该处应力已确定，得

$$\sigma=G_1(-c_1t)=-P_mt/t_1$$

为了确定函数 G_1 的形式，令 $-c_1t=\xi$，将 $t=-\xi/c_1$ 代入上式，得出

$$G_1(\xi)=P_m\frac{\xi}{c_1t_1}\tag{2-53}$$

上式对任何 ξ 值均适合，所以可写成

$$G_1(x-c_1t)=P_m\frac{x-c_1t}{c_1t_1}=-P_m\frac{c_1t-x}{c_1t_1}$$

于是得 D_1 区的应力和质点速度为

$$-\sigma=P_m\frac{c_1t-x}{c_1t_1}\tag{A}$$

$$v = \frac{P_m}{\rho c_1} \cdot \frac{c_1 t - x}{c_1 t_1} \tag{B}$$

而 D_2 区为卸载区，有 $c = c_2$，σ 与 v 的一般解为

$$\sigma = G_1(x - c_2 t) + G_2(x + c_2 t) \tag{C}$$

$$\rho c_2 v = -G_1(x - c_2 t) + G_2(x + c_2 t) \tag{D}$$

由于介质的 $\sigma - \varepsilon$ 关系以及外加荷载的变化均呈线性，我们不妨认为函数 G_1 和 G_2 为 $(x - c_2 t)$ 和 $(x + c_2 t)$ 的线性函数。虽然 D_1 和 D_2 的边界是加卸载边界，只要塑性加载-卸载边界保持强间断，传播速度总是 c_0，则此边界为一直线，且与卸载区的特征线重合。然后看其是否能满足各种边界条件和初始条件。如能满足，这样的解就可以成立。现设 G_1 和 G_2 为

$$G_1 = \alpha_1 + \beta_1(x - c_2 t) \tag{E}$$

$$G_2 = \alpha_2 + \beta_2(x + c_2 t) \tag{F}$$

以及卸载波方程为

$$x = c'(t - t_1) \tag{G}$$

待定常数 α_1，α_2，β_1，β_2 以及 c' 根据下列边界条件和初始条件确定：

(1) 在 $x = 0$ 边界上，有应力为

$$\sigma = G_1 + G_2 = \alpha_1 - c_2\beta_1 t + \alpha_2 + c_2\beta_2 t = -P_m \frac{t - t_0}{t_1 - t_0} \tag{H}$$

(2) 在卸载波 $x = c'(t - t_1)$上，应力与质点速度同 D_1 区的数值连续，从 (C)，(D)，(A)，(B) 式得

$$\begin{aligned} \sigma = G_1 + G_2 &= \alpha_1 + \beta_1(c't - c't_1 - c_2 t) + \alpha_2 \\ &\quad + \beta_2(c't - c't_1 + c_2 t) \\ &= -P_m[c_1 t - c'(t - t_1)]/c_1 t_1 \end{aligned} \tag{I}$$

$$v = \frac{1}{\rho c_2}(-G_1 + G_2) = \frac{1}{\rho c_2}[-\alpha_1 - \beta_1(c't - c't_1 - c_2 t)$$

$$+\alpha_2+\beta_2(c't-c't_1+c_2t)]$$

$$=\frac{P_m}{\rho c_1}\cdot\frac{c_1t-c'(t-t_1)}{c_1t_1} \tag{j}$$

式（J），（j），（H）二边的常数项及时间 t 的系数项应各个对应相等，由此可确定待定的各个常数 α_1，α_2，β_1，β_2 和 c'，然后代入（C），（D）式即可求得卸载区 D_2 的应力与质点速度。求得的 c' 值如下

$$c'=\sqrt{\frac{c_1^2c_2^2t_0}{c_1^2t_1+c_2^2(t_0-t_1)}} \tag{2-54}$$

因为 $E_2\geqslant E_1$，故 $c_2\geqslant c_1$，从上式可知 $c_1\leqslant c'\leqslant c_2$。将 $x=c'(t-t_1)$ 代入（A）式，即为卸载波的应力即

$$-\sigma_m(x)=P_m\left[1-\left(\frac{c'}{c_1}-1\right)\frac{t-t_1}{t_1}\right]$$

$$=P_m\left[1-\frac{x}{t_1}\left(\frac{1}{c_1}-\frac{1}{c'}\right)\right] \tag{2-55}$$

随着 x 的增加，上式卸载波上的峰压 $-\sigma_m(x)$ 将不断降低。

D_2 卸载区的应力和质点速度为

$$-\sigma=P_m\left[\frac{t_0-t}{t_0-t_1}+\frac{x}{t_1}\left(\frac{t_0}{t_0-t_1}\cdot\frac{1}{c'}-\frac{1}{c_1}\right)\right] \tag{K}$$

$$\rho c_2v=P_m\left[\frac{c_2t_0}{c'(t_0-t_1)}-\frac{c_0}{t_1}\left(\frac{t_0}{t_0-t_1}\cdot\frac{1}{c'}-\frac{1}{c_1}\right)t\right.$$

$$\left.+\frac{x}{c_2(t_0-t_1)}\right] \tag{L}$$

在 $x=0$ 的端面上从时间 t_0 开始，外加荷载全部消除，因而形成一个新的卸载区 D_3。按照相似的推导方法，假定 D_3 区的应力和质点速度可用（C），（D），（E），（F）式表示，其初始条件为

(1) 在 $x=0$ 端面上，$\sigma=0$；

(2) 在与 D_2 区相连的边界即卸载波 $x=c''(t-t_0)$ 上，有 σ 及 v 值与按式（K)、(L）算得的 D_2 区数值相同，由此可解得

$$c''=c_2 \tag{M}$$

以及 D_3 区的应力为

$$-\sigma=P_m\left[\frac{1}{c_2(t_0-t_1)}+\frac{1}{t_1}\left(\frac{t_0}{t_0-t_1}\cdot\frac{1}{c'}-\frac{1}{c_1}\right)\right]x \tag{N}$$

所以 D_3 区的应力并不等于零，但随 x 增加而增加，且与 t 无关。D_3 区应力随 x 增加的现象是不会永远持续下去的，这是因为 D_3 卸载区的卸载波 $x=c_2(t-t_0)$ 在 x-t 平面内向右伸展到某一 x 处时，将与 D_2 区的卸载波 $x=c'(t-t_0)$ 相交，二者相交后又将出现新的波区，以及新的向左伸展的波阵面返回杆端。另外卸载波 $x=c'(t-t_0)$ 与塑性波阵面 $x=c_1t$ 相交时也会出现新的现象，所有这些使压缩波的尾部变得相当复杂，但这时的应力已很低，实用上并不重要。

若介质的应力应变如图 2-19(a)，则这时在 x-t 平面上的波区将如图 2-44(b) 所示。其中 D_0 是静止区，D_1 是弹性应力加载区，D_2 是等应力 σ_s 区，D_3 是塑性应力加载区，D_4 是卸载区。可以证明，这时在 D_3 与 D_4 之间的卸载波与图 2-44(a) 中相同，其斜率和波速 c' 仍为式（2-54)。卸载区 D_4 中的应力也与图 2-44(a) 中的卸载区 D_2 相同，但质点速度有差异。卸载波上的峰值应力 $-\sigma_m(x)$ 也可为式（2-55)。

2. 两异号弹塑性波的迎面相遇（迎面卸载）

前面讨论的弹塑性加载波相互作用问题实际上是指两同号弹塑性波迎面相遇的问题，也包括两卸载波迎面相遇时的相互作用。在讨论了卸载波之后，可进一步讨论两异号弹塑

性波迎面相遇时的相互作用，即迎面卸载问题。

在一般情况下的迎面卸载问题很复杂，特别是在有二次塑性加载现象的情况下尤为复杂。下面先讨论一个没有二次塑性加载的简例。

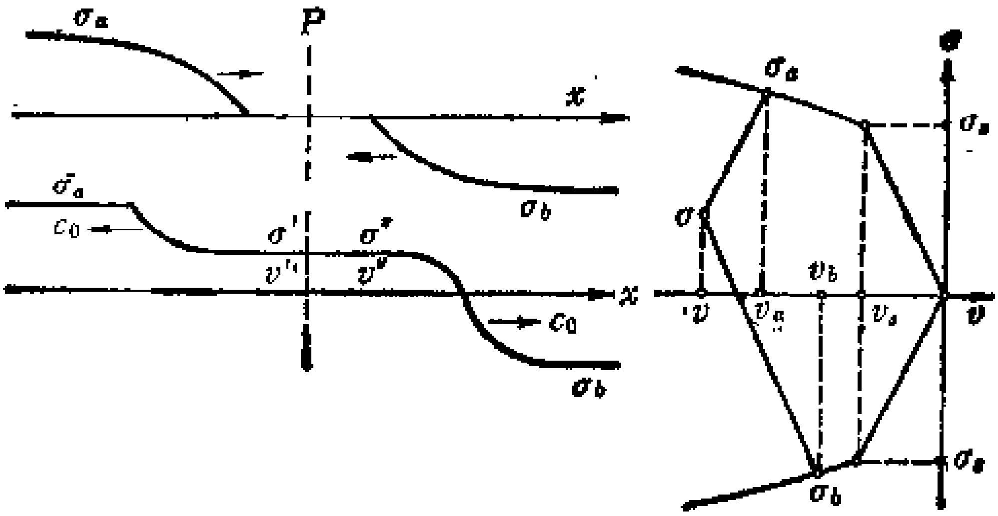


图 2-45 两异号弹塑性波迎面相遇

设在静止未变形的杆中传播着右行拉伸弹塑性波（$\sigma_a>0$），和左行弹塑性压缩波（$\sigma_b<0$），假定材料的拉压 $\sigma-\varepsilon$ 关系相同。当互为卸载的两波在 P 相遇后，如图 2-45 所示，将发生反射卸载波。整个过程极为复杂、这里先讨论相互作用终了时的状态。显然，作用完毕后，在一般情况下应力不会卸载到零，但界面两侧应满足质点速度相等的条件，$v'=v''=v$，$\sigma'=\sigma''=\sigma$，因此反射波之一将相对于原入射波发生反向加载。为确定起见，设 $|\sigma_a|>|\sigma|$，$\sigma>0$ 及 $|\sigma|<\sigma_s$（即没有发生反向屈服）。于是根据波阵面上动量守恒条件，对于左侧有

$$v=-\int_0^{\sigma_a}\frac{d\sigma}{\rho_0 c}+\int_{\sigma_a}^{\sigma}\frac{d\sigma}{\rho_0 c_0}$$

$$=-\int_0^{\sigma_a}\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{1}{c}+\frac{1}{c_0}\right)d\sigma+\int_0^{\sigma}\frac{d\sigma}{\rho_0 c_0}$$

对于右侧有

$$v=\int_0^{\sigma_b}\frac{d\sigma}{\rho_0 c}-\int_{\sigma_b}^{\sigma}\frac{d\sigma}{\rho_0 c_0}=\int_0^{\sigma_b}\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{1}{c}+\frac{1}{c_0}\right)d\sigma-\int_0^{\sigma}\frac{d\sigma}{\rho_0 c_0}$$

由此可得

$$v=\frac{1}{2}\left[\int_0^{\sigma_b}\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{1}{c}+\frac{1}{c_0}\right)d\sigma-\int_0^{\sigma_a}\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{1}{c}+\frac{1}{c_0}\right)d\sigma\right]$$

$$\sigma=\frac{1}{2}\left[\int_0^{\sigma_b}\left(1+\frac{c_0}{c}\right)d\sigma+\int_0^{\sigma_a}\left(1+\frac{c_0}{c}\right)d\sigma\right] \quad (2\text{-}56)$$

或用塑性波的接触速度表示，则为

$$v=\frac{1}{2}\left\{[\phi(\sigma_b)-\phi(\sigma_a)]+\frac{(\sigma_b-\sigma_a)}{\rho_0 c_0}\right\}$$

$$\sigma=\frac{1}{2}\rho_0 c_0\left\{[\phi(\sigma_b)+\phi(\sigma_a)]+\frac{\sigma_b+\sigma_a}{\rho_0 c_0}\right\} \quad (2\text{-}57)$$

式(2-53)与式(2-50′)相比较，可以看到卸载的影响。

三、弹塑性波在自由端的反射

1. 线性硬化材料中弹塑性波在自由端的反射

线性硬化材料的有限长杆，一端受打击后，产生双波结构。因弹性前驱波比塑性加载波速度快，先到自由端发生反射，在 x-t 图上形成了区(如图 2-46 所示)。反射波 AB 与塑性波 oB 相遇发生迎面卸载，设 $|\sigma_2|<|2\sigma_s|$，即不发生反向屈服时，向左有弹性卸载波 BF，向右视 σ_2 的大小将有二种情况。

(1) 当 σ_2 不大时，向右产生弹性波 BE。用作图法在

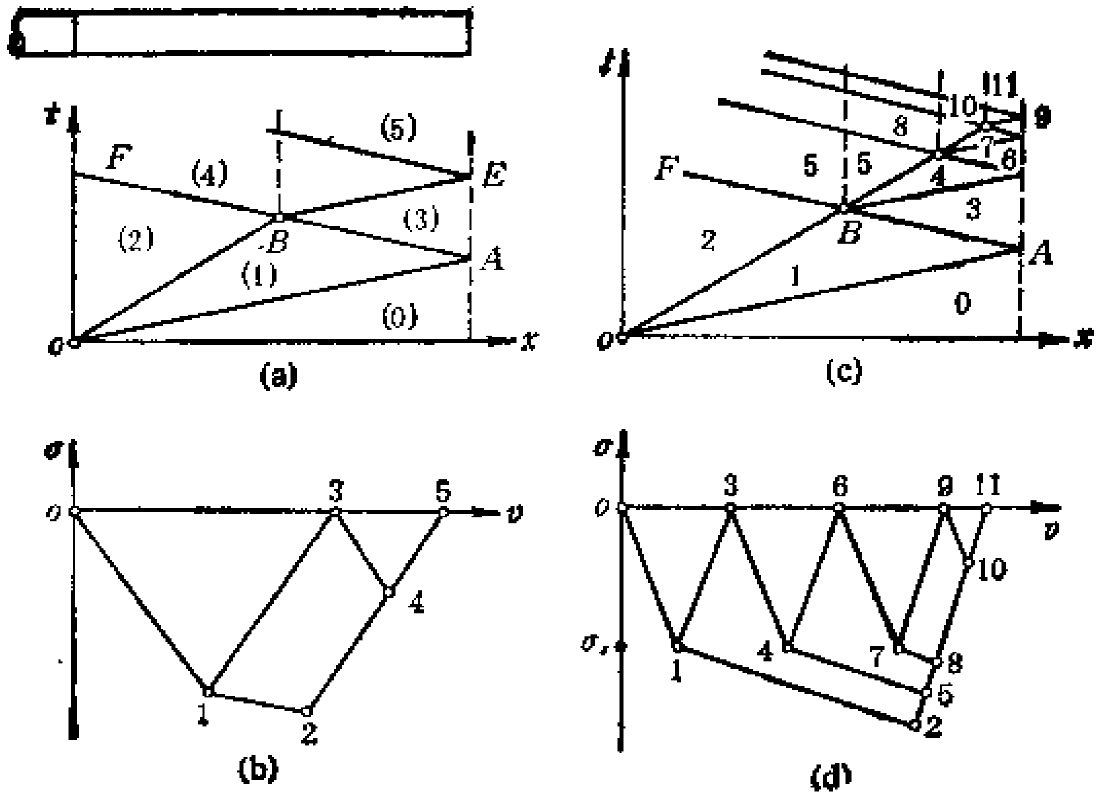


图 2-46 弹塑性波在自由端的反射

σ-v 平面上过点 3 作平行于 01 的直线 34，与过 2 点作平行于 13 的直线 24 相交于点 4，$|\sigma_4|<|\sigma_s|$，σ-v 图上 4 点的坐标对应于 x-t 平面上 4 区的状态。弹性波 BE 到达自由端后又产生反射(弹性波)产生 5 区。5 区的参数对应于 σ-v 图上的直线 24 与 v 轴的交点 5 的状态。这时弹塑性入射波在自由端全部反射完成。

(2) 当 σ_2 较大时，向右会产生弹塑性波，图 2-46(c)，(d)所示。在 σ-v 图上，过点 3 作 01 的平行线，交 $\sigma=-\sigma_s$ 的直线于点 4，过点 4 作直线 12 的平行线，与过 2 点作 13 的平行线相交于点 5，则在 x-t 平面上，在 B 点右边对应于双波结构 BE 和 BG，其中 BE 为弹性前驱波，BG 为塑性加载波。

强度比入射塑性加载波 OB 的强度要低。即入射波已被自由端反射回来的弹性卸载波所削弱。

与前面相类似地，BE 先到自由端发生反射，与塑性波 BG 迎面相遇而产生迎面卸载，……重复以上过程，直到最后卸载完毕。

在 σ-v 图上好像从 2 点直接卸载到点 11，实际过程是多次反射的结果。显然，塑性波永远到不了自由端，因总有弹性前驱波先到自由端反射回来对塑性波卸载，每次从自由端反射回来的弹性卸载波与塑性加载波相遇都会产生驻定应变间断面。当反射波 $|\sigma_2| < |2\sigma_s|$ 时，从自由端反射的卸载波通过各应变间断面时，都不受干扰，不改变强度地通过，不会在应变间断面处发生波的反射。

2. 递减硬化材料中弹塑性波在自由端的反射

递减硬化材料的杆中弹塑性波在自由端的反射，相当于两异号弹性波迎面相遇，当 $\sigma_a = -\sigma_b$ 时，$\sigma = 0$，此时端面速度为

$$v = -\int_0^{\sigma_a} \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{1}{c} + \frac{1}{c_0}\right) d\sigma$$

由于 $\frac{1}{c_0} < \frac{1}{c}$，所以 $v < 2v_a$，表示弹塑性波在自由端反射时，质点速度的增加达不到与入射塑性波 σ_a 对应的质点速度 v_a 的两倍，因为入射波中的塑性部分在达到自由端之前，已被弹性前驱波在自由端反射的卸载波卸载削弱，相互作用后的二次入射波中的弹性波还会在自由端反射为卸载波，再度对已削弱的塑性波卸载。所以入射波中的塑性波部分(前方总有弹性前驱波)永远达不到自由端面，自由端不会发生塑性变形。

四、一端为自由端有限长杆中的弹塑性波

现在讨论一个有限长杆受突加恒速冲击，另一端为自由端，这个问题相当于子弹对靶的撞击问题。

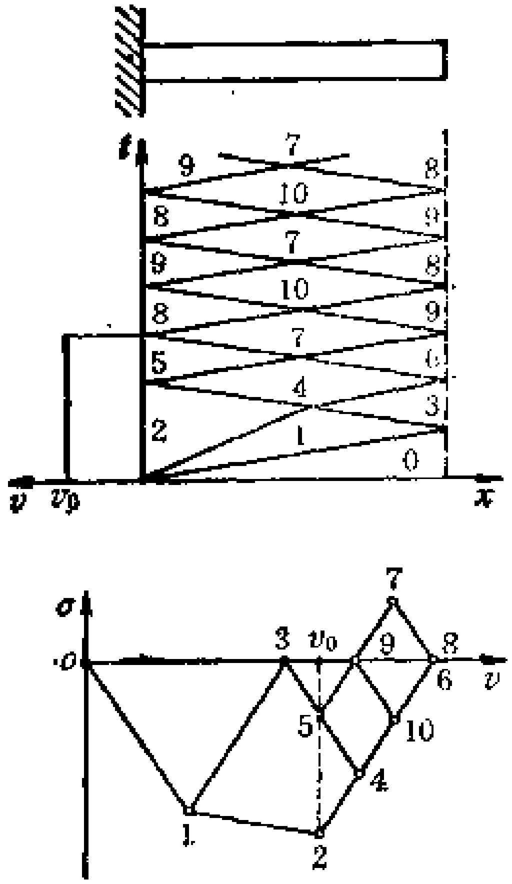


图 2-47 卸载波与加载波迎面相遇的情况

假设杆为线性硬化材料。与前面所讨论的一样，弹性前驱波到自由端反射为强间断卸载波后，与强间断塑性加载波迎面相遇而卸载，如图 2-47 所示。相互作用后，向右有加载波，向左有卸载波。右行加载波可能是弹性波，也可能是弹塑性波，需要加以判别，图 2-47 所示的为弹塑性波的情况。左行卸载波到达冲击端时，需要根据冲击速度和杆的质点速度大小来判别是反射加载，还是杆从冲击体跳开而按自由端反射处理。在图 2-47 中，$v_4 > v_0$，若子弹这时跳开，冲击端变成自由端，应力下降到零时，质点速度小于 v_0（在 $\sigma-v$ 图中沿直线 34 下降到点 3，$v_3 < v_0$），说明子弹不能与靶脱开，冲击端继续保持打击速度 v_0，在 $\sigma-v$ 图上对应于从点 4 卸载到点 5。这时杆右边的自由端质点速度为 $v_6 > v_5$，在杆中还要发生波的"内撞击"，产生 7 区。因为 $v_7 > v_0$，子弹跳开，冲击端立刻变为自

由端，应力下降到0，质点速度为 $v_8 > v_0$，即打击在8区结束，但这时杆两头都是自由端，质点速度都不相等，仍会产生波的“内撞击”，重复弹性卸载波在有限长杆中的运动。

需要指出，当塑性波和卸载波都是强间断时（不论是追赶卸载还是迎面卸载），在相遇界面上会产生应变间断面。在没有反向屈服时，卸载波通过应变间断面不受干扰；加载波通过时，只要载荷不超过应变间断面两边区域中曾达到的应力最大值时；也不会受干扰。否则要考虑波在应变间断面的透射和反射。

第三章　介质中的爆炸及其效应

§3-1　量纲分析与爆炸相似律

一、量 纲 分 析

对于任何一个力学现象，总可以用若干个物理量（例如长度、面积、速度、温度、能量、应力等等）来描述。这些量中某些是已知量，而另一些则是待定量。我们进行研究的目的，就是要认识和控制这些力学现象，了解它们的客观发展规律，从而确定这些已知量和待定量之间的函数关系。现在我们举出一个最简单的例子来讨论。

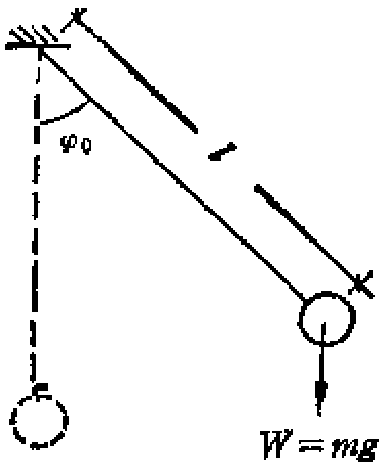


图 3-1　单摆

例如：一个单摆，如图 3-1 所示，重物W挂在上端固定于A点的绳索上，外力作用于重物，使其离开平衡位置，然后外力消失。由于重力的关系，重物就在平面内围绕A点摆动。如果绳索的质量和变形忽略不计，现在我们来讨论摆的运动规律。

我们知道：影响单摆运动的物理量有摆长l、重物质量m、重力加速度g、摆的初始偏转角φ_0，这些量都是已知量。摆的运动状态可以用不同时刻t，摆的偏转角φ来描述，

φ 是待定量。 于是问题的提法就是：摆长 l，重物质量 m，重力加速度 g，摆的初始偏转角 φ_0 等是如何影响摆的运动的。于是其数学函数关系即为

$$\varphi = f(l, m, g, \varphi_0, t) \tag{3-1}$$

上式中很明显，φ 是因变量，t 是自变量，而 l, m, φ_0, g 等是已知常量。要知道的是函数 f 到底是怎样的形式。为了解决这个问题，可以有两种方法。一种方法是纯粹的理论研究。这就是根据摆的图案（或叫运动模式）列出数学方程式，经过数学运算，解出具体的函数形式。另一种方法是从实验研究入手，通过试验，观察各物理量在摆的运动过程中所起的作用，并求出它们之间的相互关系，最后根据实验结果整理出摆运动规律的数学表达式。

为了正确的制订试验方案和整理试验数据，并推广运用所取得的试验结果，在试验前必须对所研究的问题首先进行定性分析，然后按照一定的理论分析，得出物理模式。最后，把涉及到的物理量组合成无量纲参数，再把这些无量纲参数写成函数形式。例如上面的摆，我们从物理学上可知，φ 与无量纲参数 $t \cdot \sqrt{g/l}$ 有关，所以函数形式就成为

$$\varphi = f(\varphi_0, t\sqrt{g/l}) \tag{3-2}$$

我们把这种在试验前的定性分析和选取无量纲参数的方法叫做量纲分析。比较式(3-1)与式(3-2)就可以看出，式(3-2)比(3-1)式少了三个自变量，而且所有自变量都是无量纲量，这就使试验大为简化，首先是试验次数减少了。如果用式(3-1)的模式进行试验，需要进行的次数应为 15 次，而改用式(3-2)的模式进行试验，则需要试验的次数为 2 次。其次是进行试验时不必考虑各物理量的绝对值，而只要使无量纲参数相等就可以了。也就是说量纲分析是建立相似律的

基本方法。

在实际工程中常常会遇到若干极复杂的力学现象，它们或者不能用明确的数学表达式来描述，或者虽然给出了数学方程，但在运算过程中会遇到不可克服的困难(即使是最现代的大型电子计算机也无法计算)。在这种情况下，量纲分析就显得特别有效，这时借助量纲分析，可以分辨出问题的主要因素和可忽略的因素，从而大大地简化数学方程或试验方案。在爆炸力学问题中，就有许多例子是借助量纲分析来解决的。

下面对几个名词作些解释：

1. 量纲量——量纲量是指受所用测量单位的变化而影响数值的量。例如长度、时间、力、力矩、能量等；

2. 无量纲量——无量纲量是指它们的数值不受选取的测量单位变化的影响的量，也就是说，测量单位变了，它们的数值不会发生变化。例如角度、长度比、面积与长度平方比、能量与力矩之比等等。

3. 基本量和导出量——由于客观上各物理量之间存在着一定的联系，因此若对其中某些量选定了测量单位，则其余物理量的测量单位也就被确定了。因此，前者称为基本量，后者称为导出量。

在描述包括热力学效应的力学现象的物理量中，基本量为4个相互独立的物理量，通常是取长度、时间、质量、温度(称为 L-T-M-Ⓗ 系统)，或者取长度、时间、力、温度(称为 L-T-F-Ⓗ 系统)为基本量。基本量有这样一个特性，即当它的测量单位变化 x 倍时，则它的数值也变化 x 倍。可以证明：若 $a_1, a_2, \cdots\cdots, a_n$ 为基本量，a 为任一其余物理量，则有

$$a = c a_1^{m_1} a_2^{m_2} \cdots\cdots a_n^{m_n} \tag{3-3}$$

其中 $c, m_1, m_2, \cdots\cdots, m_n$ 为与基本量无关的纯数，当 $a_1,$

$a_2, \cdots\cdots, a_n$ 的测量单位变化 $x_1, x_2, x_3 \cdots\cdots, x_n$ 倍时，导出量的数值由 a 变化至 a'，根据式(3-3)，显然有

$$a' = x_1^{m_1} x_2^{m_2} \cdots\cdots x_n^{m_n} a \tag{3-4}$$

用基本量的测量单位表示物理量时，称之为物理量的量纲，以后我们用 $[a]$ 表示某物理量的量纲.

在 L-T-M-Θ 系统中：

[长度]=L; [时间]=T; [质量]=M; [温度]=Θ

在 L-T-F-Θ 系统中：

[长度]=L; [时间]=T; [力]=F; [温度]=Θ

根据式(3-3)，其余物理量分别为

在 L-T-M-Θ 系统中：

$$[a] = L^{m_1} T^{m_2} M^{m_3} \Theta^{m_4} \tag{3-5}$$

在 L-T-F-Θ 系统中：

$$[a] = L^{n_1} T^{n_2} F^{n_3} \Theta^{n_4} \tag{3-6}$$

根据量纲的定义，在 L-T-M-Θ 系统中显然有：

$$[a^\alpha] = L^{\alpha m_1} T^{\alpha m_2} M^{\alpha m_3} \Theta^{\alpha m_4}$$

$$= (L^{m_1} T^{m_2} M^{m_3} \Theta^{m_4})^\alpha = [a]^\alpha \tag{3-7}$$

$$[aa'] = L^{m_1+m_1'} T^{m_2+m_2'} M^{m_3+m_3'} \Theta^{m_4+m_4'} = [a][a'] \tag{3-8}$$

上式中 $[a'] = L^{m_1'} T^{m_2'} M^{m_3'} \Theta^{m_4'}$

例如：速度的定义是距离在单位时间内的变化。因此

[速度]=LT^{-1}

同样

$$[加速度] = LT^{-2}$$

又如牛顿第二定律给出

$$f = ma$$

其中 f 是力，m 是质量，a 是加速度，根据式(3-8)，得到

$$[f] = MLT^{-2} \quad (\text{L-T-M-}\Theta\ 系统)$$

$$[m] = L^{-1}T^{+2}F \quad (\text{L-T-F-}\Theta\ 系统)$$

二、π 定 理

我们知道，任何一个物理现象，最终都可以表示为各独立物理量之间的函数关系，其数学表达式为

$$a = f(a_1, a_2, \cdots\cdots, a_k, a_{k+1}, \cdots\cdots, a_n) \qquad (3\text{-}9)$$

式中 $a_1, a_2\cdots\cdots a_n$ 为已知独立物理量，它们可以是变量，也可以是常量；或者其中部分是常量，部分是变量，a 是待定的物理量。在该式中，我们选取的测量单位不同，所得的物理量的数值也不同，但不管怎样，反映物理现象的函数关系却不变。在物理学中不能互相换算的物理量的量纲称为独立量纲。在力学问题中，一般独立量纲不会超过4个。现在我们令物理量 $a_1, a_2\cdots\cdots a_n$ 中前面 $k(k \leqslant n)$ 个物理量为具有独立量纲的物理量，并令它们的量纲为：

$$[a_1] = A_1,\ [a_2] = A_2, \cdots\cdots [a_k] = A_k$$

其余物理量 $a, a_{k+1}, a_{k+2}\cdots\cdots a_n$ 的量纲可以用基本量的量纲来表示，即

$$[a] = A_1^{m_1}A_2^{m_2}\cdots\cdots A_k^{m_k}$$

$$[a_{k+1}] = A_1^{p_1}A_2^{p_2}\cdots\cdots A_k^{p_k}$$

$$[a_n] = A_1^{q_1}A_2^{q_2}\cdots\cdots A_k^{q_k}$$

若我们把 $a_1, a_2\cdots\cdots a_k$ 的测量单位分别改变为 $\alpha_1, \alpha_2\cdots\cdots\alpha_k$ 倍，那么在新的测量单位系统中，物理量 $a_1, a_{k+1}, \cdots\cdots a_n$ 的数值相应改变为：

$$a_1' = \alpha_1 a_1;\quad a' = \alpha_1^{m_1}\alpha_2^{m_2}\cdots\cdots\alpha_k^{m_k}a$$

$$a_2' = \alpha_2 a_2;\quad a_{k+1}' = \alpha_1^{p_1}\alpha_2^{p_2}\cdots\cdots\alpha_k^{p_k}a_{k+1}$$

$$\cdots\cdots \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$a_k' = \alpha_k a_k;\quad a_n' = \alpha_1^{q_1}\alpha_2^{q_2}\cdots\cdots\alpha_k^{q_k}a_n$$

在现在的测量单位中式(3-9)可以写成

$$
\begin{aligned}
a' &= \alpha_1^{m_1}\alpha_2^{m_2}\cdots\cdots\alpha_k^{m_k}a \\
&= \alpha_1^{m_1}\alpha_2^{m_2}\cdots\cdots\alpha_k^{m_k}f(a_1,a_2,\cdots\cdots,a_n) \\
&= f(\alpha_1 a_1\cdots\cdots\alpha_k a_k,\alpha_1^{p_1}\alpha_2^{p_2}\cdots\cdots \\
&\quad \alpha_k^{p_k}a_{k+1},\cdots\cdots\alpha_1^{q_1}\alpha_2^{q_2}\cdots\cdots,\alpha_k^{q_k}a_n)
\end{aligned}
\tag{3-10}
$$

因为 $\alpha_1,\alpha_2,\cdots\cdots,\alpha_k$ 是任取的，为了简化式(3—10)我们可取

$$\alpha_1=\frac{1}{a_1},\ \alpha_2=\frac{1}{a_2},\cdots\cdots,\alpha_k=\frac{1}{a_k}$$

这样一来，式(3-10)中前面 k 个物理量变为 1，其余物理量变为：

$$\pi=\frac{a}{a_1^{m_1}a_2^{m_2}\cdots\cdots a_k^{m_k}}$$

$$\pi_1=\frac{a_{k+1}}{a_1^{p_1}a_2^{p_2}\cdots\cdots a_k^{p_k}}$$

$$\cdots\cdots\cdots$$

$$\pi_{n-k}=\frac{a_n}{a_1^{q_1}a_2^{q_2}\cdots\cdots a_k^{q_k}}$$

这样式(3-10)可以写成

$$\pi=f(1,1,\cdots\cdots\pi_1\cdots\cdots\pi_{n-k}) \tag{3-11}$$

式中的 $\pi_1,\pi_2,\cdots\cdots\pi_{n-k}$ 均成为无量纲量。由此可见，通过改变基本测量单位，我们可以把 $(n+1)$ 个量纲量之间的关系改写成 $(n+1-k)$ 个无量纲量之间的关系，而且它们之间的函数形式是相同的，这个结论就是著名的 π 定理。

需要指出的是：式(3-11)中 π_i 的个数是固定的，但其形式不是唯一的，因为如果按式(3-11)所取得的 π_i 为一组，那么不失其普遍性，我们可用

$$\pi_1 = \pi_1^{r_1}\pi_2^{r_2}\cdots\cdots\pi_{n-k}^{r_{n-k}} \qquad (3\text{-}11a)$$

代替 π_1 后组成的 $\pi_1,\pi_2,\cdots\cdots,\pi_{n-k}$ 是同样可行的.因此,在实际问题中,我们可以根据具体情况,选取方便的无量纲参数。

如果我们要研究的力学现象,其独立量纲的数目和描述该现象的物理量总数目相等时,式(3-11)可写成

$$a = ca_1^{m_1}a_2^{m_2}\cdots\cdots a_n^{m_n} \qquad (3\text{-}11b)$$

其中 $m_1,m_2,\cdots\cdots,m_n$ 由量 a 的量纲公式决定,无量纲常数 c 由试验或理论分析决定。

最后,再指出一点,我们讲基本量的单位不大于4,这是因为在包括热力学效应的力学系统中,有4个独立的量纲 L-M-T-Θ 或 L-T-F-Θ 系统中,若讨论的力学系统中无热力学效应,这时独立的量纲变为 L-T-M,或 L-T-F,所以基本量只有3个。

三、相 似 律

在两个物理规律相同的系统中,如果相应的 π_i 相等,那么含有因变量的 π 也必须相等,这时我们说两个系统是相似的,π_i 称为相似准数。由数学描述如下,在第一个系统中,描述各物理量之间的关系为:

$$a = f(a_1,a_2,\cdots\cdots,a_n) \qquad (A)$$

在第二个系统中,描述各物理量之间的关系为

$$a' = f(a_1',a_2',\cdots\cdots,a_n') \qquad (B)$$

式(A)和式(B)中表示运算的函数是完全相同的。根据 π 定理,它们可以分别写成:

$$\pi = f(\pi_1, \cdots\cdots, \pi_{n-k})$$
$$\pi' = f(\pi_1', \cdots\cdots, \pi_{n-k}')$$

因为函数 f 相同，当函数中包含的自变量 $\pi_i = \pi_i'$ ($i = 1, 2, \cdots\cdots, (n-k)$) 时，则因变量 $\pi = \pi'$，这就是说，两个问题中因变量的相互换算满足下述关系

$$a = a' \frac{a_1^{m_1} a_2^{m_2} \cdots\cdots a_k^{m_k}}{a_1'^{m_1} a_2'^{m_2} \cdots\cdots a_k'^{m_k}}$$

由于在相似准数相等的条件下，因变量之间存在着直接的换算关系，因此我们可以利用模型来模拟实体而进行试验。

从前面的讨论我们知道量纲分析的结论是建立在对问题的定性分析和选取待定测量单位的基础上，因此我们进行量纲分析的步骤大致可以归纳为：

第一步，根据已有知识和试验结果对被研究的力学现象进行分析，提出被研究问题的物理模式，并写出该物理现象涉及到的全部自变量和因变量，同时给出因变量和自变量之间的函数关系，$a = f(a_1, a_2, \cdots\cdots, a_n)$，必须注意的是写自变量 a_i ($i = 1, 2, \cdots\cdots, n$) 时，绝不能混入因变量。另外不管自变量 a_i 在整个过程中是常量还是变量都应该写出。在列举物理量时常常遇到两种情况；一是可以列出数学方程，在这种情况下列举物理参数比较容易，而且也不容易漏掉自变量；另一种是不能列出数学方程，这时只能根据对问题所建立的物理模式写出自变量，此时列出物理参数时要特别仔细。

第二步，写出物理量的量纲。

第三步，根据 π 定理选取基本量，并组成 π 和 π_i。

第四步，确定函数 f 的形式，通常分下面两种情况：

(1) 利用 π_i 简化数学方程后解出函数关系；

(2) 根据试验和物理分析确定 f。

例如前面我们谈到的单摆，根据量纲分析而确定公式(3-2)的过程，我们已谈到φ为因变量，摆长l、重物质量m、重力加速度g、摆的初始偏转角φ_0和时间t均为已知量．我们估计φ应是l，g，m，φ_0和t的函数，即

$$\varphi = f(l, m, \varphi_0, g, t)$$

式中各物理量的量纲为

[长度]——L

[质量]——M

[重力加速度]——LT^{-2}

[时间]——T

[初始偏转角]——无量纲

[偏转角]——无量纲

我们选取l，m，g为基本量，根据π定理应该组成三个无量纲参数。其中φ和φ_0为二个无量纲量，第三个无量纲参数为

$$\pi_1 = t\sqrt{\frac{g}{l}}$$

于是得到摆的运动方程为

$$\varphi = f\left(\varphi_0, t\sqrt{\frac{g}{l}}\right)$$

又如对爆炸冲击波的试验研究，也是在量纲分析的基础上，根据爆炸相似律进行的。所谓爆炸相似律，主要是阐明各种爆炸现象与爆炸结果之间的规律性，例如从小型装药爆炸所获得的结果换算到大型装药爆炸，从化爆所获得的结果换算到核爆炸等等。具体地说，爆炸相似律包括下面二个方面：

(1) 在炸药的 TNT 当量分别为W_1和W_2时(根据π

定理选取的基本量分别组成 π_1 和 π_2）的爆炸中，如果离爆心分别为 R_1 和 R_2 的距离上，爆炸后产生的冲击波阵面上的超压 ΔP_f（相应的还有波阵面质点速度 v_f，波阵面传播速度 D_f，波阵面上介质密度 ρ_f）和冲击波最大负压 ΔP_- 分别相等时，则这两次爆炸具有几何和力学上的相似性，且这两次爆炸的距离和 TNT 当量之间应符合下列关系式

$$\frac{R_1}{R_2}=\sqrt[3]{\frac{W_1}{W_2}} \quad 或 \quad \frac{\sqrt[3]{W_1}}{R_1}=\frac{\sqrt[3]{W_2}}{R_2} \tag{3-12}$$

（2）这两次爆炸的冲击波正压作用时间 t_+ 和负压作用时间 t_- 在符合（3-12）式的距离 R_1, R_2 处有下列关系式

$$\frac{t_{+\cdot 1}}{t_{+\cdot 2}}=\frac{t_{-\cdot 1}}{t_{-\cdot 2}}=\sqrt[3]{\frac{W_1}{W_2}}=R_1/R_2$$

如果我们令 $\pi=\frac{\sqrt[3]{W}}{R}$，于是波阵面上的参数都是无量纲参数 π 的函数，即

$$\Delta P_f=f_1\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)=f_1(\pi)$$

$$\Delta P_-=f_2\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)=f_2(\pi)$$

同理

$$t_+=\sqrt[3]{W}\cdot\varphi_1\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)=\sqrt[3]{W}\cdot\varphi_1(\pi)$$

$$t_-=\sqrt[3]{W}\cdot\varphi_2\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)=\sqrt[3]{W}\cdot\varphi_2(\pi)$$

有爆炸相似律的这些关系式，就能着手整理各次试验中测得的数据，就可以把在不同距离上测量得到的数据绘制成曲线。分析这些试验曲线，并选择合适的数学公式来表达，这就是所谓的经验公式。

例如炸药在空气中爆炸时，影响空气冲击波阵面压力和其它参数的主要物理量有：

(1) 炸药的药量 m（质量），炸药的密度 ρ_0 和爆速 D；

(2) 介质（空气）的初始状态 P_0，ρ_{a_0}，因为冲击波是在介质中传播的，介质的初始状态不同，冲击波的传播也不同；

(3) 冲击波传播的距离 R。

如果忽略介质的粘性和热传导，对空气冲击波的压力可写成：

$$P = \varphi(m, P_0, D, \rho_0, \rho_{a_0}, R)$$

根据 π 定理，其中独立量纲取为 ρ_0，P_0，R，所以独立量纲数 $K=3$，因此

$$(n+1) - K = 4$$

其中 n 为物理量的个数，以 π 代表无量纲量，则有

$$\pi = \frac{P}{\rho_0^\alpha P_0^\beta R^\gamma}$$

式中 α，β，γ 是为待定系数。因为 π 是无量纲，则分子分母的量纲应该相等，按 P，ρ_0，P_0 与 R 的量纲可得

$$ML^{-1}T^{-2} = (ML^{-3})^\alpha \cdot (ML^{-1}T^{-2})^\beta L^\gamma$$

于是对于 L 有

$$-3\alpha + \gamma - \beta = -1$$

对于 T 有

$$-2\beta = -2$$

对于 M 有

$$\alpha + \beta = 1$$

介上面三个方程可得 $\beta=1$，$\alpha=0$，$\gamma=0$。于是可得

$$\pi = \frac{P}{P_0}$$

类似地有

$$\pi_1 = \frac{m}{\rho_0^{\alpha_1} P_0^{\beta_1} R^{\gamma_1}}$$

于是

$$M = (ML^{-3})^{\alpha_1} \cdot (ML^{-1}T^{-2})^{\beta_1} \cdot L^{\gamma_1}$$

同样对于L有 $-3\alpha_1 - \beta_1 + \gamma_1 = 0$

对于T有 $-2\beta_1 = 0$

对于M有 $\alpha_1 + \beta_1 = 1$

由此可解得 $\alpha_1 = 1$，$\beta_1 = 0$，$\gamma_1 = 3$。代入后得

$$\pi_1 = \frac{m}{\rho_0 R^3},$$

同样的过程可解得

$$\pi_2 = \frac{D}{\left(P^{\frac{1}{2}} \cdot \rho_{g_0}^{-\frac{1}{2}}\right)}$$

$$\pi_3 = \frac{\rho_{g0}}{\rho_0}$$

将 π, π_1, π_2, π_3 代入函数式，可得

$$\frac{P}{P_0} = \varphi\left(\frac{m}{\rho_0 R^3}, \frac{D}{\sqrt{P_0/\rho_0}}, \frac{\rho_{g_0}}{\rho_0}\right)$$

如果装药是半径为 r_0 的球形装药，则

$$\pi_1' \propto \frac{r_0}{R},$$

而空气中的声速

$$C_{g_0} = \sqrt{\frac{KP_0}{\rho_{g_0}}},$$

式中 K 是绝热指数，故

$$\pi_2' \propto \frac{D}{C_g},$$

并令

$$\pi_1' = \sqrt[3]{\pi_1} = \frac{\sqrt[3]{m}}{\rho_0^{\frac{1}{3}} \cdot R}, \quad \pi_2' = \pi_2 \cdot \pi_3^{1/2} = \frac{D}{\sqrt{\frac{P}{\rho_{e_0}}}}.$$

将 $\pi, \pi_1', \pi_2', \pi_3'$ 代入压力的函数式，可得

$$\frac{P}{P_0} = \varphi\left(\frac{\sqrt[3]{m}}{\rho_0^{\frac{1}{3}} \cdot R}, \frac{D}{\sqrt{P_0/\rho_{e_0}}}, \frac{\rho_{e_0}}{\rho_0}\right)$$

如果装药以重量表示，就是

$$\Delta P_f = f\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)$$

将函数 $f\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)$ 展开成多项式，则有

$$\Delta P_f = A_0 + A_1 \frac{\sqrt[3]{W}}{R} + A_2\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2 + A_3\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3 \tag{3-13}$$

由边界条件得到，当 $R \to \infty$ 时，$\Delta P_f = 0$，因此 $A_0 = 0$。而待定系数 A_1, A_2, A_3 可由实验直接确定，但是由于实验条件的不同，以及其他各种复杂因素的影响，不同的研究者所得出的系数 A_1, A_2, A_3 也各不相同。因此由 (3-13) 式得到的压力，在选用时应该考虑实际情况，并将在以后的章节中介绍。

§3-2 各类爆炸问题

在第一章中我们谈到“爆炸”是物质在物理和化学上状态的突然变化，并伴随有运动和能量的释放。由于爆炸是一个非常复杂的过程，因此在研究爆炸问题时，将“爆炸”分成内部、

外部、合成和边界问题。

内部问题是研究在物质中发生能量释放的过程。

外部问题是研究在装药的周围介质中发生的有关过程。

合成问题是研究与外部问题相同的过程，但只局限于受爆炸影响的介质。

边界问题是涉及到爆炸波与物体之间相互作用问题的处理。

下面分别介绍各类爆炸问题

一、内 部 问 题

现在我们考虑一个如图 3-2 所示的球形装药。时间 $t=0$ 时，在 O 点（$R=0$）开始爆炸，到时间 t 时，装药被分成两个区域；炸药反应区（$0\leqslant R\leqslant R_D$，$R_D$ 为装药反应区半径，R_W 为装药半径）和炸药未反应区（$R_D<R\leqslant R_W$）。在反应区和未反应区之间被一个很薄的化学反应区所分隔，这个分隔面是爆轰波阵面，这个区域被认为是爆炸反应区的一部分。这个爆炸反应区是由在高压和高温状态下的爆炸气体所组成，这个区域称为爆轰波，且可以表示为在炸药中传播的冲击波，在冲击波阵面上，状态参数发生阶跃。

在爆轰波阵面上 A 点的状态参数是：

压力：$P=P(R,t)$　　密度：$\rho=\rho(R,t)$

质点速度：$v=v(R,t)$　温度：$T=T(R,t)$

这些函数是与一些常参数有关（例如炸药的种类等），它们当在 $0\leqslant R_D\leqslant R_W$，$0\leqslant t_D\leqslant t_W$ 之条件下的 $0\leqslant R\leqslant R_D$，$0\leqslant t\leqslant t_D$ 的区间进行计算，这里 t_D 是爆炸波到达 R_D 的距离时所需的时间，t_W 是在爆轰波到达装药边缘时（$R=R_W$）

所需的时间。 未反应装药的状态由下面参量来表示，温度 $T_W=T_0$，内能 E_W，声速 C_{sW}，密度 ρ_W。周围介质(例如大气)是由压力 P_0，质点速度 $v_0=0$，密度 ρ_0，温度 T_0，内能 E_0 和声速 C_{s0} 来表示。

对于内部问题的求解，我们利用了物理学上的一些基本定律，以建立体系的方程(对于核爆炸必须用到相对论的一些公式)。下面分别予以简单介绍。

1. 质量守恒定律

在爆炸之后，流入和流出的质量之间的差反映了炸药密度的变化。根据图 3-2 其表达式为

$$vF\,dt\cdot\rho-\left(F+\frac{\partial F}{\partial R}dR\right)\left(v+\frac{\partial v}{\partial R}dR\right)dt$$
$$\cdot\left(\rho+\frac{\partial \rho}{\partial R}dR\right)=F\,dR\,\frac{\partial R}{\partial t}\,dt$$

或

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+v\frac{\partial \rho}{\partial R}+\rho\frac{\partial v}{\partial R}+\frac{\rho v}{F}\cdot\frac{\partial F}{\partial R}=0 \qquad \text{(A)}$$

式 (A) 中左边第一项表示了流入的质量，第二项表示流出的质量，右边的一项是表示密度的变化。

对于球形、圆柱形和平面装药，如果在球形的中心、圆柱形的轴心或平面的中性面上爆炸则产生的爆轰波可以近似的认为是一维运动。在所有的情况下，方程 (A) 中的 F 和 $\partial F/\partial R$ 是不同的，如果以函数 $F=F(R)$ 的形式来表示，则

$$\frac{1}{F}\cdot\frac{\partial F}{\partial R}=({}^{\circ}\nu-1)/R,\ \text{式中 } {}^{\circ}\nu \text{ 是常数}$$

对于球形装药：${}^{\circ}\nu=3$；

圆柱形装药：${}^{\circ}\nu=2$；

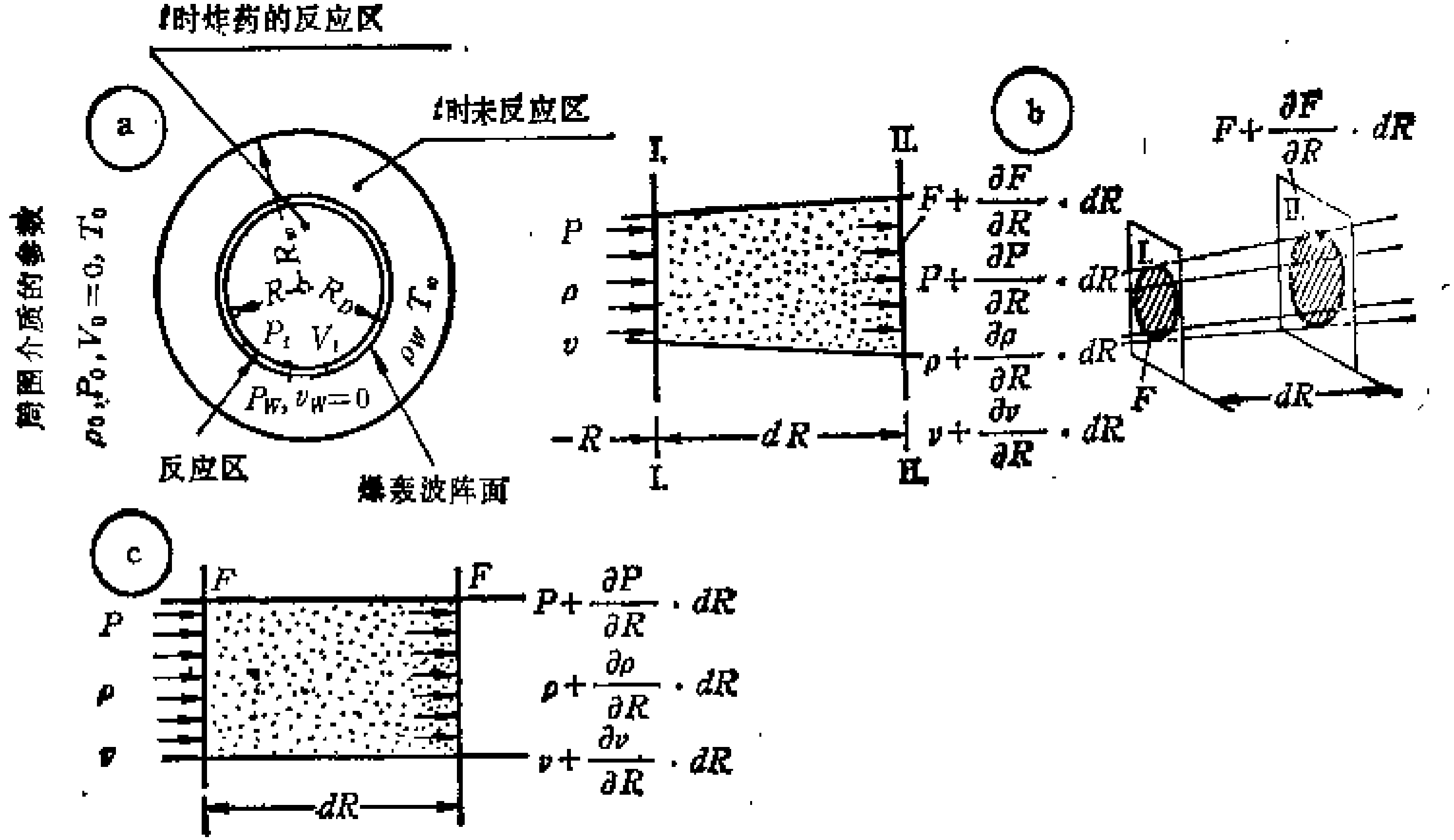


图 3-2 球形装药的爆炸现象

(a) 爆炸示意图 (b) 球形单元上作用力示意图 (c) 平面单元上作用力示意图

平面装药：$^{\circ}\nu=1$。

所以，(A)式也可以写成

$$\partial\rho/\partial t+v\frac{\partial\rho}{\partial R}+\rho\frac{\partial v}{\partial R}+(^{\circ}\nu-1)\frac{\rho v}{R}=0$$

2. 动量守恒定律

装药爆炸之后动量的变化，等于作用压力在 dt 时间内产生的冲量。对于球形，圆柱形，平面装药可以用相同的方程来表示，根据图 3-2(c) 得到

$$FdR\rho\frac{dv}{dt}=PF-\left(P+\frac{\partial P}{\partial R}dt\right)F$$

考虑到

$$dv=\left(\frac{\partial v}{\partial R}\right)dR+\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)dt,\quad\frac{dR}{dt}=v$$

代入上式，整理以后可得

$$\frac{\partial v}{\partial t}+v\frac{\partial v}{\partial R}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial R}=0\qquad\text{(B)}$$

3. 能量守恒定律

根据热力学第一定律（见第二章）

$$dQ=dE+PdV$$

式中 dQ 是热量的增量，dE 是内能的增量，PdV 是系统对外界所做的膨胀功（即消耗的功），由于

$$V=\frac{1}{\rho},\quad dV=-\left(\frac{1}{\rho^2}\right)d\rho$$

代入热力学第一定律得

$$dQ=dE-P\left(\frac{1}{\rho^2}\right)d\rho,$$

左右同除以 T 得

$$\frac{dQ}{T}=\frac{dE-P\left(\frac{1}{\rho^2}\right)d\rho}{T}=dS$$

因

$$\frac{dQ}{T}=dS$$

定义 dS 为熵，由于在整个过程中熵是增加的，即

$$\frac{dS}{dt}\geqslant 0$$

因此

$$dE-\left(\frac{P}{\rho^2}\right)d\rho=TdS$$

除以 dt 后得

$$T\frac{dS}{dt}=\frac{dE}{dt}-\frac{P}{\rho^2}\frac{d\rho}{dt} \tag{C}$$

这样我们由质量、动量、能量的守恒，得到 (A)、(B)、(C) 三个方程，但在爆炸现象中有 6 个未知的物理量(即 P、ρ、v、T、E、S)，所以我们必须籍助于克拉贝隆 (Clapeyron)——门捷列夫 (Менделеев) 的状态方程

$$\frac{P}{\rho\,{}^\circ RT}=\varphi(\rho)\ \text{或}\ \frac{P}{\rho}=\frac{{}^\circ R_0}{M}T \tag{D}$$

式中 ${}^\circ R$ 是气体常数，

$${}^\circ R=\frac{{}^\circ R_0}{M}$$

${}^\circ R_0$ 是广义气体常数，其数值是 ${}^\circ R_0=8314$ 米^2/秒$^2\cdot{}^\circ K$，M 是气体分子量，对于空气 $\varphi(\rho)=1$。

再进一步利用内能的方程

$$E=C_vT-\int_{\rho_W}^{\rho}\left[T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho-P\right]\frac{d\rho}{\rho^2} \tag{E}$$

式中 C_v 是等容比热，下标 ρ 是认为密度是不变的，对于空气

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho = \rho T$$

在整个体系中再补充一个函数

$$\phi(P,\rho,v,T,R,t) = 0 \tag{F}$$

于是我们得到一般体系的爆炸方程式为

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \rho}{\partial t} + v\dfrac{\partial \rho}{\partial R} + \rho\dfrac{\partial v}{\partial R} + ({}^\circ\nu - 1)\dfrac{\rho v}{R} = 0 & \text{质量守恒方程} \\ \dfrac{\partial v}{\partial t} + v\dfrac{\partial v}{\partial R} + \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial P}{\partial R} = 0 & \text{动量守恒方程} \\ T\dfrac{dS}{dt} = \dfrac{dE}{dt} - \dfrac{P}{\rho^2}\dfrac{d\rho}{dt} & \text{能量守恒方程} \\ \dfrac{P}{\rho} = {}^\circ RT \text{ 或 } \dfrac{P}{\rho^\circ RT} = \varphi(\rho) & C\text{-}M\text{状态方程} \\ E = C_v T - \displaystyle\int_{\rho_W}^{\rho}\left[T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)\rho - P\right]\frac{d\rho}{\rho^2} & \text{内能方程} \\ \varphi(P,\rho,v,T,R,t) = 0 & \text{补充函数} \end{cases} \tag{3-14}$$

从图 3-2(a) 可知，在 0 点的质点速度等于 0，所以问题的边界条件为

$$v(0,t) = 0$$

上面我们得出了在爆炸反应区内的爆炸方程式，我们可以用同样的方法来进一步求得在爆轰波阵面上的方程式。

根据在爆轰波阵面上的边界条件如下式

$$\begin{aligned} P(R_D,t) &= P_D \\ \rho(R_D,t) &= \rho_D \\ v(R_D,t) &= v_D \end{aligned} \tag{3-15}$$

上式中爆轰波阵面上的 P_D，ρ_D，v_D 均是未知的，我们同

样可以用质量、动量、能量守恒定律来进行计算。

(1) 质量守恒定律

考虑在爆轰波上的一个微元 C，如图 3-3(a) 所示，在图 3-3(b) 中是在时间 t 时微元 C 的状态，而图 3-3(c)是微元 C 在时间 $t+dt$ 时的状态，于是质量守恒定律为

$$DdF\,dt\,\rho_W = (D-v_D)dF\cdot dt\cdot \rho_D$$

所以

$$v_D = (1-\rho_W/\rho_D)D \tag{A'}$$

上式中 D 是爆轰波的阵面速度，v_D 是爆轰波阵面上的质点速

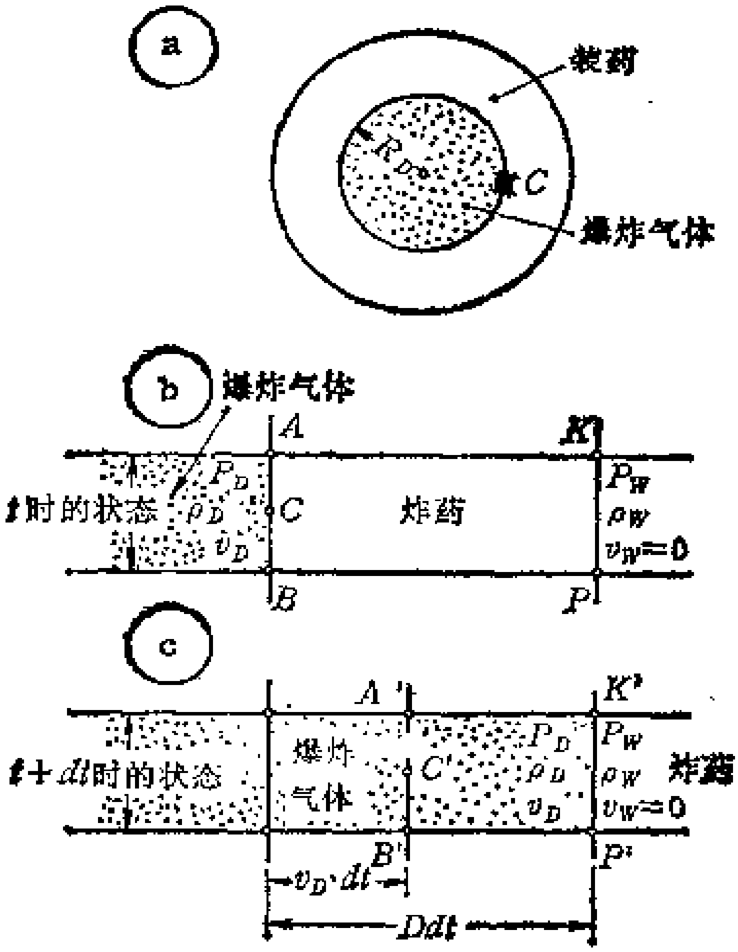


图 3-3　一个球形爆炸的示意图

(a) 在爆炸瞬时 t (b) 爆炸瞬时剖示图，(c) 在 $t+dt$ 瞬时的剖示图

度，ρ_W 是未反应区的密度，ρ_D 是阵面上的密度。

由（A′）式可以明显的看出，阵面上的质点速度要远小于阵面的传播速度。

（2）动量守恒定律

由动量守恒定律可得

$$(P_D - P_W)dF \cdot dt = DdF\,dt\,\rho_W(v_D - v_W)$$

因为未反应区的质点速度 $v_W = 0$

所以

$$P_D - P_W = \rho_W v_D \cdot D \tag{B'}$$

（3）能量守恒定律

在爆轰波阵面上有一个释放热量的极薄的反应区，如果炸药的比能（爆热）用 Q_W 来表示，则能量守恒定律为

$$Q_W = E_D - E_W + \frac{P_D + P_W}{2}\left(\frac{1}{\rho_D} - \frac{1}{\rho_W}\right) \tag{C'}$$

上式是爆炸物理学中著名的雨贡纽（Hugoniot）方程（后面将予以介绍）的一种表示形式，与爆炸方程式一样，利用 C-M 状态方程和内能方程，以及由功能假说而得的补充函数，我们就可以得到爆轰波阵面上的方程式如下

$$\begin{cases} V_D = (1 - \rho_W/\rho_0)D & \text{质量守恒方程} \\ P_D - P_W = \rho_W V_D D & \text{动量守恒方程} \\ Q_W = E_D - E_W + \dfrac{P_D + P_W}{2}\left(\dfrac{1}{\rho_D} - \dfrac{1}{\rho_W}\right) & \text{能量守恒方程} \\ \dfrac{P_D}{\rho_0^{\circ} R T_D} = \varphi(\rho_D) & C\text{-}M\text{方程} \\ E_D = C_V T_D - \displaystyle\int_{\rho_W}^{\rho_D}\left[\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho - P\right]\frac{d\rho}{\rho^2} & \text{内能方程} \\ \phi_1(P_D, \rho_D, V_D, t) = 0 & \text{补充函数} \end{cases} \tag{3-16}$$

二、爆炸的外部问题

爆炸的外部问题是关于在爆炸之后，说明在装药周围介质所发生的过程。图 3-4 表明了在时间 $t > t_W$ 时，一个球形爆炸的区域：其中分为爆炸气体区（I）和介质被压缩区（II）；R_W 是装药的半径，R_{vp} 是爆炸气体的半径。

在爆炸气体区（I）中，也可以用（3-14）式来表示。

在爆炸气体压缩介质的区域（II），方程（3-14）式还是适用的，只不过第四个 $C-M$ 状态方程，应该用不同的介质状态方程。

在爆炸气体阵面以内的边界条件与内部问题一样，在爆炸气体阵面以外的边界条件如下

$$P_{vp}(P_{vp},t) = P_{pr}(R_{vp},t) = P^*_{vp}$$

$$V_{vp}(R_{vp},t) = P_{pr}(R_{vp},t) = V^*_{vp}$$

$$\rho_{vp}(R_{vp},t) \neq \rho_{pr}(R_{vp},t)$$

$$^*v_{vp} = dR_{vp}/\partial t \qquad (3-17)$$

式中的下标 vp 表示爆炸气体，pr 表示介质。

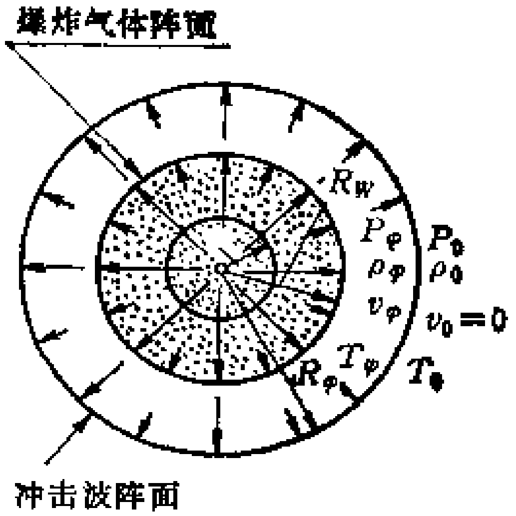


图 3-4 在 $t > t_W$ 时，球形爆炸的区域

在介质被压缩区的边界条件是

$$P(R_\varphi,t) = P_\varphi, \rho(R_\varphi,t) = P_\varphi, v(R_\varphi,t) = v_\varphi \qquad (3-18)$$

式中下标 φ 表示介质中的冲击波阵面。

必须指出，由于爆炸气体的高温和高压使得在这一区域中的介质最后成为液态和气态，至少是被压碎（指在固体介质中的爆炸）。

三、合 成 问 题

这个问题与外部问题的差别，只是冲击波阵面到达周围介质时，能量的释放必须考虑方程（3-17），关于内部、外部和合成问题的通解，至今尚未提出。

§3-3 炸 药 的 爆 轰

一、爆 轰 现 象

随着国民经济建设的飞速发展，爆炸在军事和民用上显得越来越加重要。因此了解炸药爆轰过程的物理本质，掌握炸药爆轰过程的规律性及爆轰参数的理论计算方法具有很重要的实际意义。

爆轰现象从 19 世纪 80 年代以来，一直是个很重要的研究课题。当时在研究混合气体爆轰过程中发现了爆轰波，接着对液体和固体炸药的爆轰过程相继地进行了大量的研究。由研究结果表明，爆轰过程乃是爆轰波沿爆炸物一层一层地进行传播的过程。并且还发现，每种爆炸物在一定条件（如一定的装药密度，直径以及形状）下，都有其特定的传播的爆轰波速度和波形。

从本质上讲，爆轰波就是沿爆炸物传播的一种强冲击波。与一般的冲击波的主要不同点在于，在其传过后，爆炸物因受到它的强烈冲击作用而立即发生高速化学反应，形成高温、高压的爆炸产物并释放出大量的化学反应热能。所释放出来的这些能量又供给爆轰波对下层爆炸物进行冲击压缩。因此爆

轰波就能够不衰减地稳定传播下去。可见爆轰波乃是后面带有一个高速化学反应区的强冲击波。高速化学反应区的末端平面（一般称为 C-J 平面，后面将予介绍）处为化学反应基本完成后所形成的爆炸产物，该平面为反应区与爆轰产物的分界面，前沿的冲击波波阵面与紧跟其后的高速化学反应区构成了整个爆轰波的波阵面，称为爆轰波阵面，它将未爆轰的原始爆炸物与爆轰终了的爆炸产物分隔了开来，如图 3-5 所示。

上面谈到的爆轰波阵面与冲击波阵面是有区别的，其首要的差别是冲击波阵面很薄，只有几个分子自由路程（大约是 4×10^{-5} 厘米），而爆轰波阵面的厚度，由于化学反应到完成需要大量的分子互相碰撞，因此爆轰波阵面的厚度要厚得多，反应区（波阵面）的厚度以厘米为量级。

在爆轰过程中，前沿冲击波阵面与后面化学反应区是以相同的速度，沿爆炸物传播的该速度称为爆轰波传播速度（即上一节中的爆轰波阵面速度 D），称为爆速，以 D 表示。

爆炸物的爆炸必须有外界的作用，也即需要雷管、起爆剂等的引爆才能使爆炸物爆炸。由于起爆剂的不同，所以在爆轰过程中，也可分为稳定爆轰和不稳定爆轰两种：

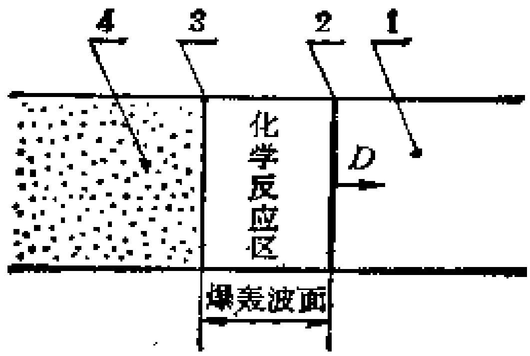


图 3-5　爆轰波阵面示意图
1-原始爆炸物　2-前沿冲击波阵面
3-反应终了断面　4-爆轰产物

非稳定爆轰——爆轰波是变速传播的称为非稳定爆轰。

稳定爆轰——爆轰波以等速 D 传播的称为稳定爆轰，D

一般来讲是爆炸物的爆速。

如果以 $'D$ 表示起爆剂的爆速，由 $'D$ 与 D 的不同，存在下面两种情况：

(1) $'D > D$—— 起爆剂的爆速大于炸药的爆速，爆轰波开始以 $'D$ 的速度从起爆剂与炸药的界面上传播出来，经过一定的距离 $'l$ 爆速从 $'D$ 衰减到 D 的速度，以后在 l 的距离上爆轰波以等速传播，所以开始是不稳定爆轰，以后是稳定爆轰。

(2) $'D < D$—— 爆轰波以 $'D$ 的速度从炸药与起爆剂的界面上开始传播，经过 $'l$ 的距离，爆速达到 D，以后在 l 的距离上爆速是常数，但应指出当 $'D \ll D$ 时，起爆剂就不能引起炸药的爆轰。例如用直径足够大的硝酸铵-梯恩梯 90/10 做成的引爆剂，其装药密度为 1.6 克/厘米^3，爆速为 1600 米/秒。用这样的引爆剂来引爆密度为 1.6 克/厘米^{3}的梯恩梯装药时，就无法激起梯恩梯的爆轰。

由此可知，从爆炸物起爆开始，到以稳定爆轰为止，中间存在着一段不稳定爆轰过程，此不稳定爆轰段长度称为不稳定爆轰区。

二、爆 轰 波 方 程

对于爆轰问题的求解，只要将式(3-14)中的第四个方程，即爆炸气体的状态方程(即 $C-M$ 方程)根据不同性质的炸药，进行适当的修改即可：

对于密度为 $0 < \rho_W < 10$ 千克/米^{3}的气体炸药来说；

在$\dfrac{P}{\rho^\circ RT} = \varphi(\rho)$ 中，由于理想气体的 $\varphi(\rho) = 1$，所以状态方程为

$$P = \rho^{\circ} RT \tag{A}$$

对于密度为 $10 < \rho_W < 1000$ 千克/米^{3}的液态和固态炸药,则可以用范·德瓦尔(Van der Waals)状态方程:

$$P(1 - \nu_{\infty}\rho) = \rho^{\circ} RT$$

式中 ν_{∞} 是在无限高压下的最小比容, ρ 是可爆气体的密度.所以

$$\varphi(\rho) = \frac{1}{1 - \nu_{\infty}\rho} \tag{A'}$$

而在式(3-14)中的最后一个方程 $\varphi(P, \rho, T, v, R, t) = 0$ 可以用卡普曼-茹盖方程(简称 C-J 方程)来代替

$$D - v_D = c_{zD}, \quad c_{zD} = \sqrt{\frac{dP}{d\rho}} \tag{B}$$

式中 c_{zD} 是可爆气体中的声速.

根据(A),(A'),(B)式,在爆轰波内的状态方程可以解出.而爆轰波阵面上的边界条件仍然是

$$P(R_D, t) = P_D, \quad \rho(R_D, t) = \rho_D, \quad v(R_D, t) = v_D.$$

于是,可解得爆轰波内的状态参数

$$\begin{cases} \rho_D = \dfrac{\bar{k} + 1}{\bar{k} + \rho_W \nu_{\infty}} \rho_W \\ P_D - P_W = \dfrac{1 - \rho_W \nu_{\infty}}{\bar{k} + 1} \rho_W D^2 \\ v_D = \dfrac{1 - \rho_W \nu_{\infty}}{\bar{k} + 1} D \\ c_{zD} = \dfrac{\bar{k} + \rho_W \nu_{\infty}}{\bar{k} + 1} D \\ Q_W = \dfrac{(1 - \rho_W \nu_{\infty})^2}{2(\bar{k}^2 - 1)} D^2 \\ T_D = \dfrac{P_D(1 - \rho_0 \nu_{\infty})}{\rho_W {}^{\circ} R} \end{cases} \tag{3-19}$$

式中 $\bar{k}=C_p/C_v\approx 1.16-1.33$ 由装药的种类而定，ρ_0 是反应区的密度，ρ_W 是未反应区的密度。方程(3-19)适用于密度为 $10<\rho_W<1000$ 千克/米³的炸药。如果使 $v_\infty=0$，则方程(3-19)可使用于密度为 $0<\rho_W<10$ 千克/米³的炸药。

对于密度 $\rho_W>1000$ 千克/米³的固体炸药，只要使 $v_\infty=0$，以及用 k 代替 $\bar{k}$，于是得

$$
\begin{aligned}
\rho_D &= \frac{k+1}{k}\rho_W \\
P_D - P_W &= \frac{\rho_W D^2}{k+1} \\
v_D &= \frac{D}{k+1} \\
C_{ND} &= \frac{KD}{k+1}
\end{aligned}
\tag{3-19'}
$$

在(3-19)式中的最后两个方程，温度和爆轰波速度在这里是由实验来决定的，而爆轰波波阵面的速度是与固体炸药的密度有关的，可以利用下面的经验公式

$$D/\bar{D}=(\rho_W/\bar{\rho}_W)^{\alpha_W}$$

式中指数 α_W 是 $0.7\leqslant\alpha_W<1$，对于梯恩梯，$\alpha_W=0.77$，速度 D 和 $\bar{D}$ 分别地相应于密度 ρ_W 和 $\bar{\rho}_W$ 时的爆速。

式中

$$K=2\alpha_W+1$$

三、爆轰波的雨贡纽(Hugoniot)曲线

在式(3-16)中我们用能量守恒定律得到雨贡纽方程为

$$E_W-E_D=\frac{1}{2}(P_W+P_D)\left(\frac{1}{\rho_D}-\frac{1}{\rho_W}\right)+Q_W \tag{3-20}$$

或

$$E_W - E_D = \frac{1}{2}(P_W + P_D)(\nu_D - \nu_W) + Q_W$$

式中 ν 为比容。

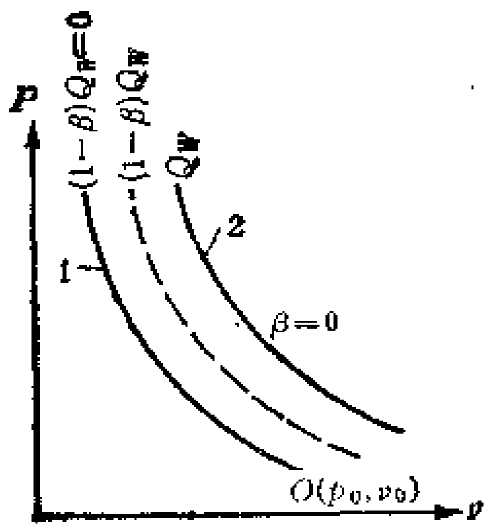


图 3-6 P-ν 图上的雨贡纽曲线

1-冲击波的雨贡纽曲线，$\beta = 1$，$(1-\beta)\ Q_W = 0$

2-爆轰波的雨贡纽曲线，$\beta = 0$，$(1-\beta)\ Q_W = Q_W$

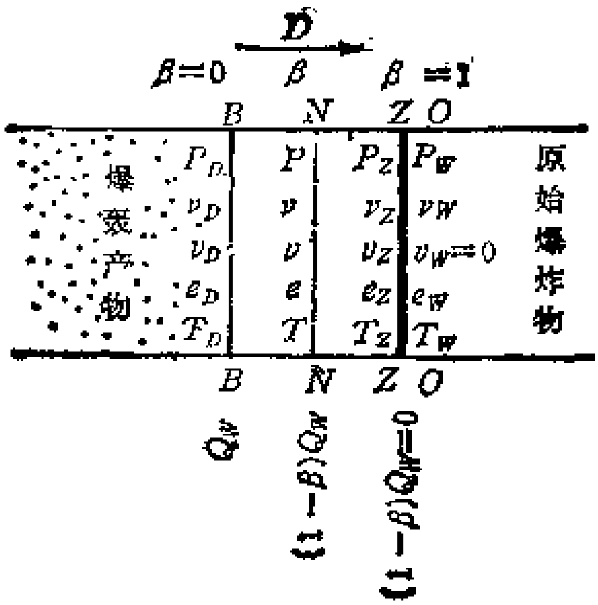


图 3-7 反应区前后的状态参数

该式与冲击波的冲击绝热方程在形式上似无区别，但在物理本质上却有重大的差别。爆轰波的雨贡纽方程，在 $P-\nu$ $\left(\nu=\frac{1}{\rho}\right)$ 平面坐标图上，可用一条曲线来描述，该曲线称为爆轰波的雨贡纽曲线，如图 3-6 中的曲线 2 所示。与冲击波的雨贡纽曲线 1 相比，相同点是两者都是在不同波速(或波幅)的波通过后，介质所达到的终态点的轨迹；不同点是冲击波雨贡纽曲线 1 通过初始状态点 $O(P_0, \nu_0)$，而爆轰波的雨

贡纽曲线 2 则不通过初始状态点 $O(P_0, v_0)$，而是位于曲线 1 的右上方。这是爆轰波通过后，炸药的化学能 Q_W 已被释放出来的结果。 如果在爆轰波反应区内任取一断面 N-N 来考察，如图 3-7 所示。该断面处化学反应已经在进行，但未反应终了，反应所放出的化学能仅为 Q_W 的一部分。 若以 β 表示爆轰波反应区内任一断面 N-N 处尚未发生反应的克分子数，则 $(1-\beta)$ 表示已发生反应的克分子数，而在该断面处反应放出的化学能则为 $(1-\beta)Q_W$。 如果以 E, E_W, v 表示放出热量为 $(1-\beta)Q_W$ 相对应的断面 N-N 处的状态参数，则雨贡纽方程为

$$E - E_W = \frac{1}{2}(P + P_W)(v_W - v) + (1-\beta)Q_W \qquad (3\text{-}21)$$

与式 (3-20) 相比，式 (3-21) 具有普遍意义，式 (3-20) 仅仅是 $\beta = 0$ 的特例。 而另一个特例就是 $\beta = 1$ 时，$(1-\beta)Q_W = 0$ 时冲击波雨贡纽方程为

$$E_W - E_D = \frac{1}{2}(P_W + P_D)(v_D - v_W)$$

很显然，与式 (3-21) 相对应的雨贡纽曲线应处在冲击波雨贡纽曲线 1 与爆轰波雨贡纽曲线 2 之间，如图 3-6 中的虚线所示。由图 3-6 还可以看出，放热量愈多的曲线所处的位置愈高。所以，若比容相同时，放热量愈多，压力就愈大。

由动量和质量守恒关系可得出

$$P - P_W = \frac{D^2}{v_W^2}(v_W - v)$$

或

$$P - P_W = \rho_W\left(1 - \frac{\rho_W}{\rho}\right)D^2 \qquad (3\text{-}21a)$$

此即爆轰波的波速方程，又称瑞利或米海尔逊 (Michelson)

方程. 对于一定的D值(即爆轰过程是在定常运动下 $D=$ 常数),若用变量P、ν来表示式(3-21a)时,就成了一条通过原点(初始状态点) $O(P_0, \nu_0)$ 的直线

$$P = P_0 + \frac{(\nu_0 - \nu)}{\nu_0^2} D^2$$

或

$$D^2 = \nu_0^2 \frac{P - P_0}{\nu_0 - \nu}$$

该线的斜率为

$$\frac{(P_0 - P)}{(\nu - \nu_0)} = \frac{D^2}{\nu_0^2} = \operatorname{tg} \alpha,$$

这就是说沿该直线的速度的平方是由此直线与横坐标轴所成角的正切所决定,该直线就称为米海尔逊直线,如图 3-8 所示。

上面这个关系应该在反应区内任何一个控制面上都得到满足,否则,各点速度如果不同的话,那末变化过程就不可能是定常的了.所以爆轰速度对一切控制面来说都是一样的.众所周知这个关系是由质量和动量守恒定律导出来的,所以它与反应能没有关系,与进行反应的原始爆炸物的属性无关,与反应产物的属性也无关。因此,可知在定常运动下的一切爆轰过程均在此米海尔逊直线上进行。

当然,紧接在爆轰波波头之后的状态 Z_1(或 Z_2, Z_3)是由状态O突跃变化而达到的,这个变化是在分子的一个自由行程之内进行的,因此不是沿直线 OZ_1 变化。 由状态O变到状态 Z_1,是沿雨贡纽绝热曲线变化($OZ_3Z_2Z_1$)。

显然,爆速不同,相应的波速线的斜率也不同,波速线 OZ_1, OZ_2, OZ_3 分别与不同的爆速 D_1, D_2, D_3 相对应,而且 $D_1 > D_2 > D_3$。

由于爆轰波的反应区与前沿冲击波是以同一速度沿爆炸

物前进，因此，对于给定初始状态 $O(P_0, \nu_0)$ 和爆速 D 时，爆轰波反应区内各断面上产物的状态 (P, ν) 都处在此米海尔逊线上，并且和该米海尔逊线与各个放热量不同的雨贡纽曲线相交点的状态相对应。

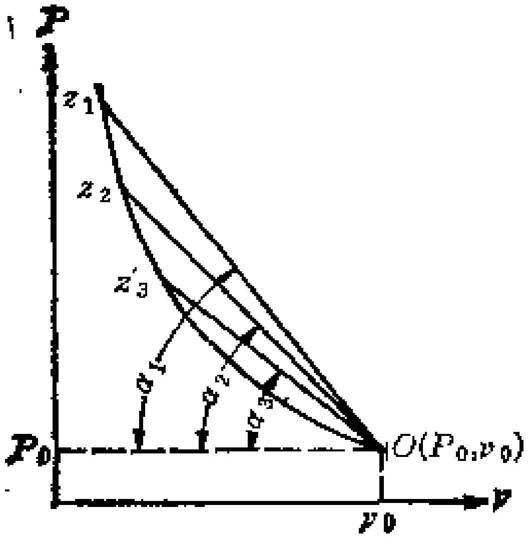


图 3-8 不同波速的米海尔逊线

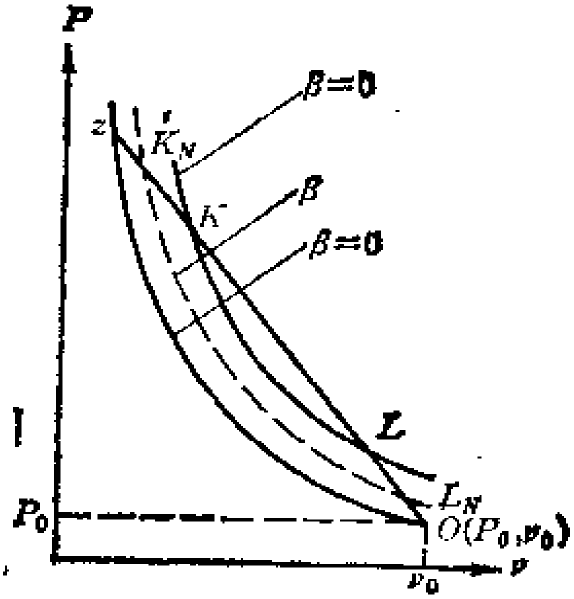


图 3-9 米海尔逊线与雨贡纽曲线相交点的状态

图 3-9 中，Z 点 $\beta=1$，$(1-\beta)Q_W=0$ 的冲击波雨贡纽曲线 1 和米海尔逊线的交点，它是与图 3-7 中 Z-Z 断面处介质的状态相对应的；K_N（或 L_N）为米海尔逊线与 $(1-\beta)Q_W$ 的雨贡纽曲线的交点，它与 N-N 断面处爆炸产物的状态相对应；同样，K 点（或 L 点）的状态与反应区末端 B-B 断面处爆炸产物的状态相对应。由此不难看出，爆轰波反应区中随着反应的进行，爆炸产物状态参数是沿着米海尔逊线变化的。

四、卡普曼（Chapman）-茹盖（Jouguet）方程

大量的实验研究表明，无论是气体爆炸物还是凝聚炸药

在给定的条件下，爆轰波都以某一特定的速度定常传播的.前面已谈到，爆轰波的雨贡纽曲线为爆轰反应产物终态的轨迹，也就是说，爆轰反应终了产物的状态一定处在雨贡纽曲线的某一点上。但是定常传播的爆轰波，其反应区末端的爆轰产物的状态应与爆轰波雨贡纽曲线上的那一点的状态相对应呢？换句话说，爆轰终了产物的状态必须符合怎样的条件，爆轰过程才能是定常的呢？

图 3-10 为爆轰波的雨贡纽曲线，这条曲线是根据能量已经提高的反应最终产物而作出的，因而它比压缩原始产物的冲击波雨贡纽曲线略高。并需指出的是并非爆轰波雨贡纽曲线的所有线段都是与爆轰过程相对应的，对爆轰过程来说，雨贡纽曲线的 $KMLd$ 线段才具有实值。为了说明这一点，我们以初始状态 $O(P_0, v_0)$ 做等压线 CO（水平线），做等容线 dO（铅垂线），同时由 O 点从两个方向作雨贡纽曲线的切线交于 M 点和 A 点，因而将曲线分为 5 个线段。先看 dC 段，在此线段内，$v > v_0$，$P > P_0$，因此，$\dfrac{P-P_0}{v_0-v} < 0$，根据前面所述的条件 $D = v_0\sqrt{(P-P_0)/(v_0-v)}$，可知 D 为虚数。

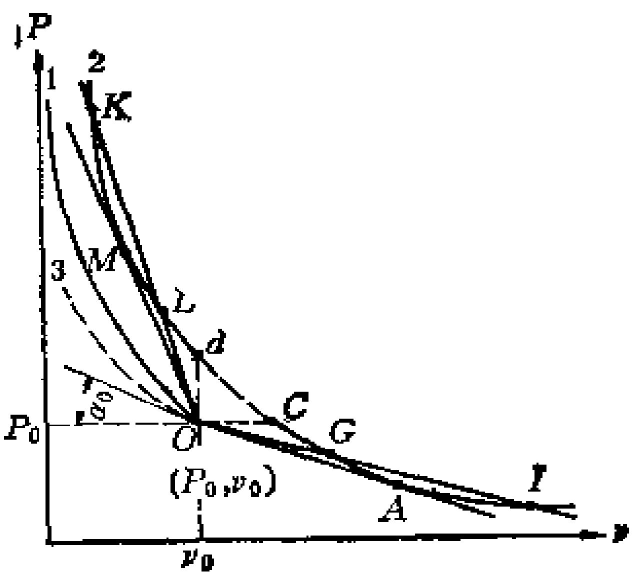


图 3-10 爆轰波的雨贡纽曲线

1-冲击波雨贡纽曲线 2-爆轰波雨贡纽曲线 3-过 O 点的等熵线

由此所得的结果是在波阵面上已经分解的炸药在两种不同状态下将出现同样的爆轰速度，这从物理学的观点来看是荒谬的，因此 dC 段不与实际的反应过程相应。

在 C 点处 $v > v_0$，$P = P_0$，故 $D = 0$，表明该点与定压缓慢燃烧过程相对应。

在 C 点以下的 GAI 段具有 $v > v_0$，$P < P_0$，$D > 0$，这表明波传播方向与产物运动方向相反，符合于燃烧过程的特征，故称之谓燃烧支。

A 点的状态与燃烧速度 $D = D_{max}$ 的过程相对应，具有 $-\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right) = \frac{P_A - P_0}{v_0 - v_A}$ 的条件，故称为 C-J 燃烧过程，C-J 燃烧过程的特点是过程为定常传播的。

在 d 点，$v = v_0$，$P > P_0$，因此波速为无限大，表明该点是与定容的爆轰过程相对应的。

在 d 点以上的 LMK 线段上，各点都具有 $P > P_0$，$v < v_0$ 的条件。可知 D 和 v 的比为正值，因此该线段各点相对应过程的传播速度 D 比原始爆炸物的声速 c_0 要大，这就表明该线段各点符合于爆轰过程的特点，故称之为爆轰支。KM 段具有较大的 $P - P_0$ 值，称为强爆轰支；ML 段具有较低的 $P - P_0$ 值，称为弱爆轰支。米海尔逊直线和雨贡纽曲线恰好相交于 M 点，显然该点的 $\operatorname{tg}\alpha$ 及爆轰速度达到最小值 $D = D_{min}$，故 M 点称为 C-J 爆轰点。

由此可知，爆轰过程反应终了产物的状态必定在该曲线的爆轰支上。但是，定常传播的爆轰波，其反应终了产物的状态到底在爆轰支 KML 线段的那一点上呢？

卡普曼和茹盖从不同角度论述了这样一个原理："爆轰波若能定常传播，爆轰反应产物的状态应与米海尔逊直线和

爆轰波雨贡纽曲线相切点M的状态相对应，否则，爆轰波在自由传播时是不可能定常的。而且在M点的$\lg\alpha$和爆轰速度达到最小值”。

切点M的状态即为定常传播爆轰波反应终了产物的状态，称为$C-J$状态。该状态的一个重要特点是，稀疏波（或膨胀波）在此状态下传播的速度恰恰等于爆轰波向前推进的速度，即

$$D = C_{sD} + v_D \tag{3-22}$$

式中C_{sD}是可爆气体的声速，v_D是质点速度。

上式称为卡普曼-茹盖方程，简称为$C-J$方程或$C-J$条件。

在爆轰波的末端平面，或者是稳定爆轰波与不稳定爆轰波的分界面，即压力扰动传播的速度等于爆速与局部质点速度之差的平面，称为卡普曼-茹盖平面，简称$C-J$平面。

但是，从爆轰产物的组成，随着压力和温度而变化的角度来衡量，简单的把$C-J$平面看成是爆轰反应区的末端平面是不够恰当的。严格说来，确定$C-J$平面及其状态的判断标准应当是：在此平面上的状态应当是满足$C-J$方程$D=c_{sD}+v_D$的条件，即在此平面上爆轰产物中的声速（$c_{sD}+v_D$）等于爆速，另一种含义是爆轰反应已由不稳定爆轰转变为稳定爆轰，并且在$C-J$平面上爆轰产物的自由能最小，熵值在爆轰产物雨贡纽绝热线上也最小。

反应在$C-J$平面上完成的平面爆轰波，称为理想爆轰波。

§3-4 爆轰参数的计算

从爆轰理论的发展历史来看，爆轰理论是在对气态爆炸物爆轰的大量实验研究基础上建立起来的，但目前在实用上，主要是凝聚(液态或固态)炸药。与气体爆炸物相比，凝聚炸药除了聚集的状态不同之外，还在于密度大，爆速高，爆轰压力大，能量密度高，因而爆炸威力大。凝聚炸药的体态便于储存、运输、成型加工和使用，同时由于其威力大，具有很强的猛度，因而在民用和军事上都广泛的使用凝聚炸药。

我们前面谈到的雨贡纽方程，C-J 方程的理论都是在研究气态爆炸物爆轰过程的基础上建立起来的，这些理论正确地阐述了气体爆炸物爆轰过程的物理本质，并在气体爆轰参数计算上获得了令人满意的结果。

对于凝聚炸药的爆轰，C-J 理论的适用性目前是有争论的，但是近几十年来，人们一直认为，凝聚炸药爆轰波稳定传播时，C-J 条件同样成立，并以此为依据，建立了凝聚炸药爆轰参数的计算方程为

$$\left.\begin{aligned}
&D = \nu_W\sqrt{(P_D - P_W)/(\nu_W - \nu_D)} \text{ 或 } D = v_D + c_{sD}\\
&v_D = (\nu_W - \nu_D)\sqrt{(P_D - P_W)/(\nu_W - \nu_D)}\\
&e_D - e_W = \frac{1}{2}(P_D + P_W)(\nu_W - \nu_D) + Q_W\\
&(P_D - P_W)/(\nu_W - \nu_D) = \left(-\frac{\partial P}{\partial \nu}\right)_s = \frac{KP_D}{\nu_D}\\
&P = P(\rho, T)
\end{aligned}\right\} \tag{3-23}$$

式中下标 D 及 W 分别表示爆轰波阵面及原始炸药的参数。

最后一个状态方程可以根据气态炸药或凝聚炸药而取不同的形式，因此上式适用于气态或凝聚态爆炸物的爆轰。

下面我们分别介绍气体和凝聚炸药爆轰参数的计算。

一、气体爆炸物爆轰参数的计算

1. 混合气体爆轰参数的计算式

若对气体爆炸混合物和爆轰产物用(3-2D式)状态方程来表示，则为

$$Pv = \frac{{}^{\circ}R}{M}T \tag{3-24}$$

并应用理想气体的等熵定律：Pv^k = 常数，则可将式(3-23)中的雨贡纽方程改写成下列形式

$$\frac{P_D v_D}{k_D - 1} - \frac{P_W v_W}{k_W - 1} = \frac{1}{2}(P_D + P_W)(v_W - v_D) + Q_W \tag{3-25}$$

式中 k_D 和 k_W 分别为爆轰产物和原始爆炸气体的比热比，也称为等熵指数。但是由于爆轰产物具体组成的不同，通常 k_D 也有几种不同的值，这给计算爆轰波参数带来很大的困难。

从上面相应的方程

$$Pv = \frac{{}^{\circ}R}{M}T$$

$$\frac{P_D v_D}{k_D - 1} - \frac{P_W v_W}{k_W - 1} = \frac{1}{2}(P_D + P_W)(v_W - v_D) + Q_W$$

$$D = v_W\sqrt{(P_D - P_W)/(v_W - v_D)} \quad \text{(3-23第一式)}$$

$$v_D = (v_W - v_D)\sqrt{(P_D - P_W)/(v_W - v_D)} \quad \text{(3-23第二式)}$$

$$(P_D - P_W)/(v_W - v_D) = (-\partial P/\partial v)_s = k_D P_D/v_D$$

(3-23第三式)

可以解得气体爆炸物爆轰波的未知参数 P_D，v_D，ν_D，T_D 和 D。

但是必须指出，在计算 P_D，ν_D，T_D 时，需要予先确定 k_D，M_D 及 Q_W 等参数，但是这些参数又是随着爆轰产物的具体组成，爆轰温度 T_D 和压强 P_D 而变化的。爆轰波的动力学参数 P_D，D，ν_D 的计算是与千变万化的热力学参数 k_D，M_D，Q_W，T_D，ρ_D 以及爆轰产物组成的计算交织在一起，而使问题变得非常复杂，要精确计算这些参数是十分困难的，或者说是不大可能的。

2. 气体爆轰产物的组成及热力学参数的计算

爆炸产物的组成首先取决于原始爆炸物（凝聚炸药也一样）的化学成分，而多数爆炸物都是有机化合物，其分子多含C，H，O，N这类元素．因此，爆炸产物的成分大多为 CO，CO_2，H_2O，H_2，N_2，NO，O_2 和 C 等，此外还有少量的 CH_4，C_2N_2 等其他物质在爆炸时产生，并能产生二次反应。

对爆炸产物成分有决定意义的是下列反应

$$2C + O_2 \longrightarrow 2CO + 2 \times 26.4 \text{ 大卡}^*$$

$$N_2 + 3H_2 \rightleftharpoons 2NH_3 + 2 \times 11.0 \text{ 大卡}$$

$$2CO \rightleftharpoons CO_2 + C + 41.2 \text{ 大卡}$$

$$2H_2 + O_2 \rightleftharpoons 2H_2O + 2 \times 57.8 \text{ 大卡}$$

根据化学反应动力学和热力学的一般规律，可以从理论上来计算爆炸产物的成分，但是通常要作如下的假设：

（1）实际爆炸时，反应进行得如此之快，以致于尽管爆炸所经历的时间极其短暂，但在爆轰波的 $C-J$ 平面处，仍能达到各爆炸产物之间处于化学反应平衡状态。

（2）爆炸反应是一个绝热过程，在此过程中，内能仅用于

爆炸产物的加热。且假定爆炸反应过程是一个等容过程。

(3) 理想气体的状态方程仍适用于爆炸产物的状态方程。

对混合气体的爆轰由实验证实，上面的假设与实际的爆轰之间不会形成明显的偏差，但对解决问题，却有极大的帮助。

根据假定(1)，并由 $C-J$ 条件

$$\frac{P_D - P_W}{\nu_W - \nu_D} = -\left(\frac{\partial P}{\partial \nu}\right)_s = k_D \frac{P_D}{\nu_D}$$

得到

$$\frac{\nu_W}{\nu_D} = \frac{(k_D + 1)P_D + P_W}{k_D P_D} \tag{3-26}$$

再根据假定(3)，由理想气体状态方程可得到

$$\frac{\nu_W}{\nu_D} = \frac{P_D}{P_W} \cdot \frac{M_D}{M_W} \cdot \frac{T_W}{T_D} = \frac{P_D\,\eta_W}{P_W\,\eta_D} \cdot \frac{T_W}{T_D} \tag{3-27}$$

式中:

$$\eta_W = \frac{1000}{M_W},\quad \eta_D = \frac{1000}{M_D}$$

分别表示每千克原始爆炸混合物的克分子数及 $C-J$ 平面处每千克爆炸气体产物的克分子数。

将式(3-26)和式(3-27)联合求解，并略去根号前的负号，得到

$$\frac{P_D}{\eta_D} = \frac{P_W}{2\eta_W} \cdot \frac{k_D + 1}{k_D} \cdot \frac{T_D}{T_W} \cdot \left[1 + \sqrt{1 - \frac{4k_D}{(k_D + 1)^2} \cdot \frac{\eta_W}{\eta_D} \cdot \frac{T_W}{T_D}}\right] \tag{3-28}$$

上式可以看出，

$$\frac{p_D}{\eta_D}=\varphi(P_W,T_W,\eta_W,k_D,T_D,\eta_D)$$

其中 P_W,T_W,η_W 为已知，k_D 和 η_D 又取决于 $C-J$ 平面处的温度 T_D，因此选定某一 T_D 情况下，我们可以求介 P_D,η_i 及 K_D

由此可以看出，整个计算是相当复杂的，通常是按照上述原理编制成合理的计算机程序，应用电子计算机进行计算。

3. 气体爆轰波参数的近似计算

由上面的讨论可以看出，气体爆轰波参量的精确计算是相当复杂的。为便于估计爆炸气体混合物的爆轰参数，需将计算加以简化，为此假定 $k_D=k_W=k$，即认为 k 与气体温度和组成的变化无关，并假定原始混合物的压力 P_W 与 $C-J$ 压力 P_D 相比可以忽略，这样，式(3-26)爆轰波雨贡纽方程简化为

$$\frac{P_D\nu_D}{k-1}=\frac{1}{2}P_D(\nu_W-\nu_D)+Q_W \tag{3-29}$$

式(3-29)可以简化为

$$\frac{\nu_W}{\nu_D}=\frac{\rho_D}{\rho_W}=\frac{k+1}{k}\quad 或\quad \rho_D=\frac{k+1}{k}\rho_W \tag{3-30}$$

将上式代入(3-23)第一式，得到

$$\rho_D=\frac{1}{k+1}\rho_W D^2 \tag{3-31}$$

将式(3-30),(3-31)代入式(3-29)式后，并整理得到

$$D=\sqrt{2(k^2-1)Q_W} \tag{3-32}$$

将式(3-30),(3-31)代入状态方程，得到

$$T_D=\frac{M_D}{R}\cdot\frac{P_D}{\rho_D}=\frac{1}{\eta_D R}\cdot\frac{kD^2}{(k+1)} \tag{3-33}$$

将式(3-30)代入

$$v_D = \frac{\rho_D - \rho_W}{\rho_D} D$$

式得到在 C-J 平面处的质点速度

$$v_D = \frac{1}{k+1} D \qquad (3\text{-}34)$$

由式（3-30）至（3-34）五个方程式即为计算气体爆炸物爆轰参数的近似公式

$$\begin{cases} v_W/v_D = \rho_D/\rho_W = \dfrac{k+1}{k} \quad \text{或} \quad \rho_D = \dfrac{k+1}{k}\rho_W & (3\text{-}30) \\ P_D = \dfrac{1}{k+1}\rho_W D^2 & (3\text{-}31) \\ D = \sqrt{2(k^2-1)Q_W} & (3\text{-}32) \\ T_D = \dfrac{M_D}{R}\dfrac{P_D}{\rho_D} = \dfrac{1}{\eta_D R}\dfrac{kD^2}{(k+1)} & (3\text{-}33) \\ v_D = \dfrac{1}{k+1} D & (3\text{-}34) \end{cases}$$

需要指出的是：

（1）作为一种近似计算公式，Q_W 和 k，M_D 或 η_D 值可按近似的爆炸反应式确定，例如 $2H_2 + O_2$ 其近似爆炸反应式可写为

$$2H_2 + O_2 \longrightarrow 2H_2O + 115.56 \text{大卡}$$

（2）方程（3-32）的 Q_W 为单位质量（而不是重量）爆炸物的定容爆热，假如其量纲取为大卡/千克时，而爆速 D 的量纲为米/秒时，需将热转化为机械功量纲，即 $Q_W = Q_W \times 427 \times g$ 米²/秒²。

（3）方程（3-33）式中，T_D 以K表示，而 D 以米/秒表示时，要注意气体常数 R 的量纲变换。 在通常条件下，$R =$ 1.987 卡/克分子，度表示，在式(3-33)中，η_D 为每千克爆炸物

爆炸后形成气体产物的克分子数，则 $\eta_D R$ 可用

$$\eta_D R = \frac{1000}{M_D} \times 0.848 \times 9.81 \text{ 米}^2/\text{秒}^2 \cdot \text{K表示，}$$

代入 (3-33) 式，T_D 的量纲为绝对温度 K。

由 (3-34) 式及 $C\text{-}J$ 条件可看出，$C\text{-}J$ 平面处爆炸产物的声速为

$$C_{sD} = D - v_D = D - \frac{1}{k+1} D = \frac{k}{k+1} D \quad (3\text{-}35)$$

将式 (3-35) 稍加变换，可得到爆速的另一种形式的表达式：

$$D = \frac{k+1}{k}\sqrt{k\eta_D R T_D} = \frac{k+1}{k}\sqrt{\frac{R}{M_D} k T_D}$$

由此可以看出，爆轰产物的比热比 k，及平均分子量 M_D 对爆速具有很大的影响。而 k 和 M_D 又是与爆炸产物的具体组成、温度以及爆轰压力等紧密相关的，因此，在精确计算爆轰波参数时，必须考虑在爆轰温度和压力条件下，爆轰产物各成分的解离及各成分间二次反应的化学平衡及其对 k 和 M_D 的影响。

由式 (3-34)，(3-35) 可以看出，爆轰波 $C\text{-}J$ 平面处产物的流速 v_D 和声速 C_{sD} 分别为爆速 D 的 $\frac{1}{k+1}$ 和 $\frac{k}{k+1}$ 倍。

将爆轰压力 P_D 的计算式和冲击波峰压表达式

$$P = \frac{2}{k+1}\rho_0 D^2$$

加以比较可看出，当传播速度 D 相同时，冲击波峰值压力 P 约为爆轰波 $C\text{-}J$ 压力 P_D 的二倍。

茹盖和曼逊计算的某些气体爆轰混合物的爆轰波参数如表 3-1 所示

表 3-1　气体爆炸混合物的爆轰波参数

气体混合物	T_D K	ρ_D/ρ_w	P_D/P_w	爆速 D (m/s)	
				计算值	实测值
$2H_2+O_2$	3960	1.88	17.5	2630	2819
CH_4+2O_2	4080	1.90	27.4	2220	2257
$2C_2H_2+5O_2$	5570	1.84	54.5	3090	2961
$(2H_2+O_2)+5O_2$	2600	1.79	14.4	1690	1700
$2H_2+O_2+5N_2$	2720		15.25	1820	1822—1840
$C_2H_2+O_2+4N_2$	3110		21.90	2020	2015
$2CO+O_2$	3400		16.30	1750	1740—1795
$C_2H_2+O_2$	4560		50.30	2960	2920—2961

表 3-2　含有各种掺合物的爆炸气体之爆轰参数

气体混合物	P_D/P_w	ρ_w/ρ_D	u_D (m/s)	T_D K	计算 D 值 (m/s)		实测 D (m/s)
					未考虑离解	考虑离解	
$2H_2+O_2$	18.05	0.564	1225	3583	3278	2806	2819
$2H_2+O_2+N_2$	17.37	0.562	1040	3367	2712	2378	2409
$2H_2+O_2+3N_2$	15.63	0.572	870	3003	2194	2033	2055
$2H_2+O_2+5N_2$	14.39	0.570	797	2685	1927	1850	1822
$2H_2+O_2+O_2$	17.4	0.560	1013	3390	2630	2302	2319
$2H_2+O_2+3O_2$	15.3	0.575	818	2970	2092	1925	1922
$2H_2+O_2+2H_2$	17.25	0.564	1405	3314	3650	3627	3527
$2H_2+O_2+4H_2$	15.97	0.562	1590	2976	3769	3749	3532
$2H_2+O_2+1.5Ar$	17.60	0.580	890	3412	2500	2117	1950
$2H_2+O_2+3Ar$	17.11	0.587	788	3265	2210	1907	1800

虽然茹盖当时计算所用的气体热容 C_v 与温度关系的数据不甚精确，但计算爆速 D 与实测值的符合程度却仍然比较令人满意。

表 3-2 列出了考虑到爆轰产物分子在爆轰瞬间的解离度

及不考虑这种解离度时计算的结果。

从表中数据可以看出，考虑了爆炸产物中的解离情况时的理论计算结果与实测值就符合得更好。

4.影响气体爆轰传播的讨论

爆轰在气体中的传播，许多学者作了大量的实验研究，通过试验人们对气体爆轰传播的影响因素得出如下的结论：

(1) 不同气体混合物爆轰传播的速度约在1000---3500米/秒的范围。此速度约比这些混合气体在一般压力和温度下的声速要大数倍。

(2) 气体爆轰过程的传播速度与盛气体的管子的放置方法(垂直的或水平的，或倾斜的)、管壁材料和厚度以及大于极限值的管子直径的关系都不大。

(3) 爆轰速度与波阵面后的条件无关，也就是说与引爆端是闭口还是开口等无关。爆轰速度与起爆源的种类(如火焰、火花、起爆管等等)也无关。这些因素只影响爆轰成长为稳定状态的区域的长短，而不影响稳态时的速度值。

(4) 混合气体的初始温度对爆轰传播速度的影响很小。如爆炸气体 ($2H_2 + O_2$) 初始温度为10℃时测出的爆速值为2821米/秒，而100℃时为2790米/秒；再如 $CH_4 + 3O_2$ 混合气体测得的爆速值分别为2581米/秒和2538米/秒。高温时爆速值反而有所下降，主要是由于温度高使气体密度减少所造成的结果。

(5) 前面我们谈到用理想气体状态方程导出了爆轰波参数，这些参数对于初始状态处于大气压力下的气体爆炸物是成立的，因为在爆轰波中爆炸产物的密度不会增加一倍以上，而波阵面的压力也不会超过几十个大气压。

但是如果原始气体爆炸物的初始压力和初始密度增大

时，爆轰波的 D，v_D，T_D 将随着提高，而且压力较低时增长较慢，压力升高时增长较快。其中原始爆炸物密度的增高（特别是对密度大的气体），克拉贝隆（Clapeyron）方程就不适用了，气体的初始密度开始显著的影响着爆轰波速度。

根据柯克（Cook）对初始压力 P_w 在 50—100 千克/厘米²范围内对 H_2-O_2-N_2，H_2-O_2-Ar，C_2H_2-O_2 等气体混合物测定的爆速数据，整理得到了如下关系式

$$D_P = D_{P_w} + \beta \lg\left(\frac{P}{P_w}\right) \tag{3-36}$$

式中 D_P 和 D_{P_w} 分别表示压力为 P 和 P_w 时的爆速，β 为常数。某些混合气体的 β 值和 D_{P_w} 值列于表 3-3。

另外，对于遵守阿贝尔（Abel）余容状态方程的气体

$$P(v - a) = \frac{R}{M} T \tag{3-37}$$

式中 a 为余容，M 为爆炸产物的平均分子量，且假设和理想气体一样，M 不取决于密度，那末，气体的内能不取决于体积，即

$$\left(\frac{\partial E}{\partial v}\right)_T = 0$$

由热力学可知

$$dE = C_v dT + \left(\frac{\partial E}{\partial v}\right)_T dv \tag{3-38}$$

但因

$$\left(\frac{\partial E}{\partial v}\right)_T = T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right) - P$$

所以

$$dE = C_v dT + \left[T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v - P\right] dv \tag{3-39}$$

不难得到

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{M(v-a)} = \frac{P}{T}$$

于是在阿贝尔余容方程下，雨贡纽方程可写成

$$E_D - E_w = C_v(T_D - T_w)$$

$$= \frac{1}{2}(P_D + P_w)(v_w - v_D) + Q_w \tag{3-40}$$

这样比容的变化关系为

$$(v_w - a)/(v_D - a) = \frac{K+1}{K} \tag{3-41}$$

对于爆轰波速度，可得

$$D = [v_w/(v_w - a)] \cdot \sqrt{2(K^2-1)Q_w}$$

$$= \frac{1}{1 - a\rho_w}\sqrt{2(K^2-1)Q_w} \tag{3-42}$$

由此可知，对于气体爆炸物采用阿贝尔余容方程时，并假设 a 为常数，则爆轰波速度应该随混合气体的初始密度的增大而增加。但要指出，当密度改变的时候，温度 T_D 和爆炸产物的速度 v 都保持不变。实验数据也完全证明了这一点，例如爆鸣气体的密度由 0.1 克/厘米^{3}增至 0.5 克/厘米^{3}时，爆轰波速度由 3000 米/秒增加到了 4400 米/秒。

表 3-3　一些混合气体爆炸物的 D_{P_w} 和 β 值

气体混合物	P_W kg/cm^2	D_{P_W} m/s	β m/s	气体混合物	P_W kg/cm^2	D_{P_W} m/s	β m/s
$4H_2 + O_2$	0.7	3320	325	$2H_2 + O_2 + 2N_2$	0.7	2220	50
$3H_2 + O_2$	0.7	3100	250	$3C_2H_2 + O_2$	1.05	2520	0
$3H_2 + O_2$	0.7	2850	160	$2C_2H_2 + O_2$	1.05	2660	45
$H_2 + O_2$	0.7	2300	100	$C_2H_2 + O_2$	1.05	2920	160
$H_2 + 2O_2$	0.7	1920	10	$C_2H_2 + 3O_2$	1.05	2720	150
$2H_2 + O_2 + H_2$	0.7	2420	60				

(6) 爆轰速度同时也与混合气体的成分有关。对于每一种混合气体都有其最佳比例，此时的爆速为最大值（图3-11)。当其中的可燃成分(或氧化剂成分)的百分含量低于或高于某一临界值时，由于化学反应进行的速度大大的减低，化学反应区加长，减少了支持爆轰的有效能量，爆轰已不可能稳定传播了。此临界值，通常称为浓度极限，此值常以混合物中可燃成分的百分含量来表示。

需要指出的是，混合气体爆轰浓度极限的存在是由其反应动力学决定的，当可燃物含量很稀或过于浓时，由于化学反应进行很慢，单位时间内放出的总化学反应能量较小，就不能支持前沿冲击波去激发下层混合气体的化学反应，因此，这时即使不存在任何能量耗散，也不能使爆轰波稳定传播了。

(7) 不参加化学反应的惰性气体及其他气体杂质对混合气体的爆轰速度有重要的影响，但是随着添加气体的性质不同而有不同的影响。表3-4列出了添加不等量的 H_2 以及 He 和 Ar 等惰性气体对爆炸气体爆速和爆温的影响。

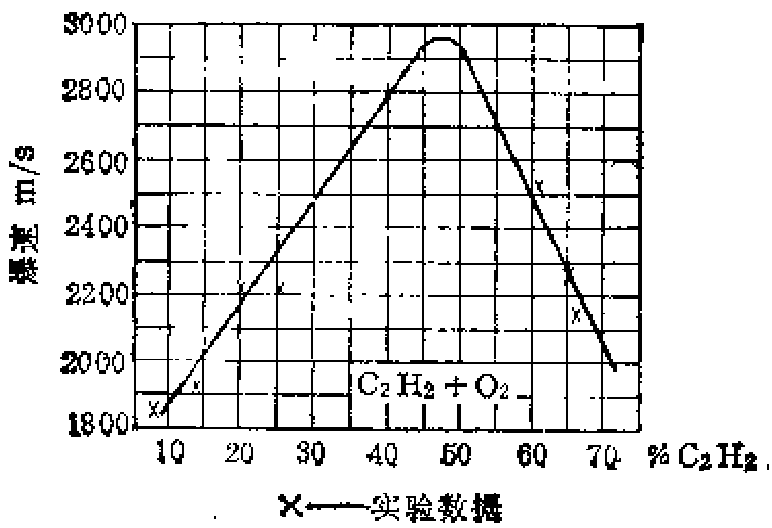


图3-11 乙炔和氧的混合气体的爆轰速度与其成分比的关系

表 3-4 添加不等量 He 及 H_2, Ar 对爆炸气体爆温和爆速的影响

气体混合物	爆温 T_D(K)	爆速 D(m/s)	气体混合物	爆温 T_D(K)	爆速 D (m/s)
$2H_2+O_2$	3583	2819	$2H_2+O_2+3He$	3265	3130
$2H_2+O_2+2H_2$	3314	3273	$2H_2+O_2+5He$	3097	3160
$2H_2+O_2+4H_2$	2976	3527	$2H_2+O_2+3Ar$	3265	1800
$2H_2+O_2+6H_2$	2650	3532	$2H_2+O_2+5Ar$	3097	1700

由上表中可以看出，加入比较轻的添加物(如 He 和 H_2)虽可知爆温降低，但却使爆速增大，而加较重的 Ar 气时，一方面使爆温降低，同时也大大降低其爆速。

二、凝聚炸药爆轰参数的计算

前面已述及根据 $C-J$ 理论，建立了气态爆炸物爆轰参数方程组式(3-30)至式(3-34)，鉴于凝聚炸药在通常装药密度下爆轰时，其初始密度相对的要大(大于水的密度)，故爆震波阵面上的压力极大。通常爆轰产物的压力高达数十万至百万个大气压力，温度高达数千度，密度高达 2 克/厘米^3，分子之间相互作用的势能对压力的影响在此时已相当明显，此时只考虑热压力的理想气体状态方程或范德瓦尔斯方程已不适用，必须同时考虑分子间相互作用和热压力。因此，建立能正确描述凝聚炸药爆轰产物热力学性态的状态方程式，就成为凝聚炸药爆轰参数计算所必须解决的关键问题了。

1.凝聚炸药爆轰产物的状态方程式

几十年来，为了寻求正确描述高温、高压、高密度下爆轰产物的状态方程，许多有关的科学家做了大量的理论探索和

实验研究工作，我国中国科学院力学所从 60 年代开始，对此也做了较多的理论和实验研究工作。并在此基础上各自提出了一些凝聚炸药爆轰产物的状态方程，由此对爆轰参数进行了计算，也得到一些与实验数据较为符合的结果。

如上所述，由于凝聚炸药爆轰产物处于高温、高压、高密度状态下，在爆轰的瞬间，不仅有热压力，而且爆轰产物各分子间还进行着复杂的化学动力学过程，因此从理论上来建立精确的状态方程是非常困难的，研究者只能采用一些近似的物理力学模型来建立经验的或半经验的状态方程。所有这些研究中，比较具有代表性的有如下三种物理模式：

(1) 第一种称为固体模型，此种模型把爆轰产物近似的认为具有固体的性状。由此而建立的既考虑了分子相互作用又考虑了热压力的状态方程为

$$P = \phi(\nu) + f(\nu)T$$

式中将 $\phi(\nu)$ 取为 $A\rho^r = A\nu^{-r}$，系数 A 和 r 是与炸药性质有关的常数。应当指出根据晶格理论在爆轰时粒子间距极小，把 $\phi(\nu)$ 取为 $A\rho^r$ 并不正确，分子间相互作用力 $A\nu^{-r}$ 只能当是在数学上(物理意义上不成立)一种简便的近似解。

r 也称为格留申系数，从理论上来说，r 不单是体积的函数，也应该是温度的函数，但在这里仅考虑 r 随体积的变化。在热力学上，对大多数晶体 r 在 1—3 之间。

$f(\nu)$ 项考虑了爆炸气体总体积与气体分子体积间的关系。在比容很大时 $\phi(\nu)\to 0$，$P = RT/\nu$，故 $f(\nu)\to R/\nu$。近似地将 $f(\nu) = B/\nu$，式中 B 为体积的函数（即炸药的性质——爆轰生成物容积）。压力大时，$B =$ 常数，压力小时，$B \to R$，于是按固体模型考虑的爆轰产物状态方程可写成

$$P = Av^{-\gamma} + \frac{BT}{v} \tag{3-43}$$

上式即是格留申（Grüneisen）的固体物态方程。显然在此种状态方程下计算出来的爆轰参数将不如下面的液体模型精确。

（2）第二种称为液体模型，即认为爆轰产物的性状类似于液体。这种模型为列纳德（Lennard），琼斯（H. Jones），和迪冯斯勒（Devonshire）提出的笼子模型或囚腔模型，又称为 *L-J-D* 模型。其状态方程为

$$P + \frac{N^2\alpha}{\bar{v}^2}\left[\bar{v} - 0.7816(Na)^{\frac{1}{3}}\bar{v}^{\frac{2}{3}}\right] = RT \tag{3-44}$$

式中：$\bar{v}$——克分子体积；

a——分子余容；

N——阿佛加德罗（Avogadro）常数；

α——一对相邻分子中心之间的平均距离。

（3）第三种为稠密气体模型，即将凝聚炸药的爆轰产物看成为非常稠密的气体来考虑。

开始时使用了前面谈到的阿贝尔余容方程

$$P(v - a) = nRT,\quad 或\quad P = \frac{\rho nRT}{(1 - a\rho)} \tag{3-45}$$

上式中将余容 a 作为一个常数，故称为定余容的阿贝尔状态方程，但由此而得出的结果与实验相比偏低很多，并且发现余容 a 与炸药的装填密度有关，故定余容的阿贝尔状态方程并不适用于凝聚炸药的爆轰。

人们考虑用 v 和 T 作为余容 a 的函数，由此而提出了描述稠密气体的变余容状态方程

$$P[v - a(v, T)] = nRT \tag{3-46}$$

琼斯更进一步将变余容方程改写成

$$P[v - \alpha(P)] = nRT$$

$$\alpha(P) = b'P + cP^2 + dP^3$$

b', c, d 是与炸药性质有关的常数。

另一种与变余容方程相类似的状态方程称为维里型展开式

$$Pv/nRT = 1 + \frac{B'(T)}{v} + \frac{C'(T)}{v^2} + \frac{D'(T)}{v^3} + \cdots\cdots$$

式中 $B'(T)$, $C'(T)$, $D'(T)$ …… 分别第一、第二、第三……维里系数，且都是温度而不是压力的函数．然而对于无吸引的刚性球状分子来说，各个维里系数都和温度无关．分子余容 b 等于分子体积的 4 倍来以阿佛加德罗常数 (6.0247×10^{23})，波耳兹曼-雅泽求出第二维里系数为 0.625，哈帕尔和马米蒙达尔确定第三维里系数为 0.2869，于是这种气体分子模型状态方程的维里展开式为

$$\frac{Pv}{nRT} = 1 + \left(\frac{b}{v}\right) + 0.625\left(\frac{b^2}{v^2}\right) + 0.2869\left(\frac{b^3}{v^3}\right) + \cdots\cdots \tag{3-47}$$

式中的所有维里系数都与温度无关。

式中第二维里系数

$$b = \frac{2}{3}\pi N\sigma^3$$

叫做协体积，σ 是刚球直径，由 (3-47) 方程可以估算维里方程适用的密度范围．对于爆轰产物，取其平均协体积 $b = 55$ 厘米^3/摩尔，平均摩尔质量 $M = 28g$． 如果允许的误差是 10%，那末方程 (3-47) 的括号中的第二，第三，第四项达到 10% 时，气体的摩尔体积 v 和密度值可以求解如下：

由 $\frac{55}{v} = 0.1$，得 $v = 550$ 厘米^3，$\rho = 0.05$ 克/厘米^3；

由 $0.625\left(\frac{55}{v}\right)^2 = 0.1$，得 $v = 138$ 厘米^3，$\rho = 0.2$ 克/厘米^3；

由 $0.2869\left(\frac{55}{v}\right)^3 = 0.1$，得 $v = 78.1$ 厘米^3，$\rho = 0.4$ 克/厘米^3。

由此可以估算出，理想气体方程适用于密度 $\rho \leqslant 0.05$ 克/厘米^{3}的气体；取至第二维里系数的维里方程适用于密度 $\rho \leqslant 0.2$ 克/厘米^{3}的气体；取至第三维里系数的维里方程适用于密度 $\rho = 0.4$ 克/厘米^{3}的气体。但是，即使能够再多取一，两个维里系数，适用的密度范围也不会有大幅度的提高。因此，维里方程不能描述密度达到 $\rho = 2$ 克/厘米^{3}的爆轰产物。

贝克尔（Becker）提出了稠密气体的状态方程为

$$P = \rho nRT[(1 + b\rho e^{a\rho}) - \alpha\rho^2 + \beta\rho^7]$$

然而，基斯塔柯夫斯基（Kistiakowsky）和威尔逊（Wilson）将贝克尔状态方程修改为

$$P = \rho nRT[1 + \mathscr{X} e^{\beta\mathscr{X}}] \tag{3-48}$$

其中

$$\mathscr{X} = K\Sigma \frac{\mathscr{X}_i k_i}{\bar{v}(T + \theta)^\alpha}$$

这就是近年来人们比较乐于采用的所谓 B-K-W 状态方程。

式中：$\bar{v}$ 为气态爆轰产物的克分子体积；

$\mathscr{X}_i$为产物中第 i 种气体的克分子数；

k_i 为第 i 种气体的余容因子；

α、β、K 和 θ 为经验确定的常数。

考恩（Cowan）根据实验得出 $K = 11.85$，$\theta = 400$，$\alpha =$

0.5, $\beta=0.09$。

在 B-K-W方程中,余容项 $\Sigma x_i k_i$ 可以用 HM_D 来代替。其中H为常数 ,它等于 13.76,而 M_D 为爆轰气体产物的平均分子量。由于 $\frac{M_D}{v_g}=\rho_g$, ρ_g 为爆轰状态下气体产物的密度,则 B-K-W 状态方程可改写为

$$P=\frac{RT\rho_g}{M_D}(1+\mathscr{X}e^{\beta x})$$

$$\mathscr{X}=KH\rho_g/(T+\theta)^a \tag{3-49a}$$

再引进两个新的量;N 为每一克炸药爆炸时所形成的气体产物的克分子数,显然 $N=\Sigma n_i$; G 为转变为气体产物的炸药的重量分子数,即 $NM_D=G$,这样令 $KH=\mu$, $\beta KH={}^0\nu$ 则上式可变为

$$P=\frac{NRT\rho_g}{G}\left\{1+\frac{\mu\rho_g}{(T+\theta)^a}\exp\left[\frac{{}^0\nu\rho_g}{(T+\theta)^a}\right]\right\} \tag{3-49b}$$

(3-49b) 形式的 B-K-W 方程,去掉了余容因子项,用起来就更为方便了,并且可以从该式中明显地看出各种因素对压强 P 的影响。

曼德尔于 1963 年应用B-K-W 方程对 30 多种炸药的爆轰参数用电子计算机进行了计算。在计算中,参数 α,β,K 和 θ 的选定以使计算结果符合于 5 个被认为是高度准确的实验数据为依据,这 5 个实验数据是密度为 1.8 克/厘米^3 的 RDX 的爆压,密度为 1.0 和 1.8 克/厘米^{3}的 RDX 的爆速,以及密度为 1.0 和 1.64 克/厘米^{3}的 TNT 的爆速。由于用同套参数很难同时满足上述五个数据,因而曼德尔选用了两套数据:一套用来计算 RDX 及与 RDX 相类似的炸药的爆轰参数,称

为"适合于 RDX 的参数"。RDX 一类炸药的特点是其爆轰产物中不生成或很少生成固体碳；另一套用来对爆轰产物中生成大量固体碳的 TNT 一类炸药的爆轰参数进行计算，称为"适用于 TNT的参数"。

在用 B-K-W 状态方程计算各类炸药爆轰参数时所采用的两套参数及爆轰产物各主要成分的余容数据列于 表 3-5。

表 3-5 B-K-W 方程中的各参数及主要产物的余容

参数组	β	K	α	θ
适用于 RDX	0.16	10.91	0.50	400
适用于 TNT	0.09585	12.685	0.50	400

参数组	产物余容值							
	H_2O	CO_2	CO	N_2	NO	H_2	O_2	CH_4
适用于 RDX	250	600	390	380	386	180	350	520
适用于 TNT	250	600	390	380	386	180	350	528

2.凝聚炸药爆轰参数的理论计算

在选定了爆轰产物状态方程的具体形式之后，便可利用式(3-23)的第一至第四个方程式计算凝聚炸药的爆轰参数。

现在我们用式(3-49b)形式的 B-K-W 方程作为凝聚炸药爆轰物的状态方程式，来描述凝聚炸药爆轰参数的计算过程。

由 B-K-W 方程可以看出，式中参数 N，G 以及 $\rho_g = M_D/v_g$ 都是直接与爆轰产物的确切组成(即爆炸反应式)相关的。所以整个爆轰参数的计算过程是与爆轰产物组成等热化学计算交织在一起的一种反复运算过程，其具体计算步骤如下：

第一步： 选定一个 C-J 温度 T_D，而后假设爆轰压力

p_D，计算确定在 T_D 和 P_D 条件下该炸药的爆炸反应方程式。根据此爆炸反应方程式算出参数 $N=\Sigma n_i$，$G=NM_D$，$R=\Sigma n_i R$，$\rho_g=M_D/v_g$，Q_w，N_s（固体碳或其他固体的克原子数），v_s（每克原子碳及固体的体积），以及 e_D-e_w（爆轰波阵面两侧内能的变化）等。

第二步：判断状态方程应采用那一套 α，β，K 参数．判断的原则是：

（1）首先按照最大放热原则写出该炸药的爆炸反应式；如对于 $C_aH_bN_cO_d$ 炸药，其反应式应为：

$$C_aH_bN_cO_d=\frac{b}{2}H_2O+\left(\frac{d}{2}-\frac{b}{4}\right)CO_2+\left(a+\frac{b}{4}-\frac{d}{2}\right)C+\frac{C}{2}N_2 \quad (3\text{-}50)$$

（2）按此反应式分别求出气体产物的克分子数 N_{arb} 及它们的平均分子量 M_{arb}，即

$$N_{arb}=\frac{b+2a+2c}{48a+4b+64d+56c}$$

$$M_{arb}=\frac{88d+56c-8b}{b+2c+2d} \quad (3\text{-}51)$$

（3）最后算出炸药转变为气态产物的重量分数 $G_{arb}=N_{arb}\cdot M_{arb}$。由上两式可得

$$G_{arb}=\frac{22d+14c-2b}{12a+b+16d+14c} \quad (3\text{-}52)$$

若 $G_{arb}>0.820$ 时，则选用 RDX 那一套参数。反之如 $G_{arb}<0.820$ 时，则选用 TNT 的参数。$G_{arb}=0.820$ 是根据 RDX 的 $G_{arb}=0.919$ 及 TNT 的 $G_{arb}=0.722$，因而取其中间值做为判别数据的。

第三步：选定了状态方程中的 α，β，K 和 θ 参数后，将第

一步所得到的 N, R, G, ρ_g 等代入状态方程(3-49)式中，便可算出一个压力 P'_D，若 P'_D 与假设的 P_D 近于相等，便得到选定温度 T_D 条件下炸药的爆轰压力和爆轰产物的组成。

第四步：所选定的 T_D 值是否是 $C-J$ 平面处的真实温度，能量守恒方程和热焓守恒方程是否得到满足来判断。

炸药爆炸前后的总焓变化量为

$$[J_d]_{T_D} - \frac{1}{2}(P_D - P_w)(V_w + V_D) = (J_b)_{T_w} \quad (3\text{-}53)$$

其中 $[J_d]_{T_D}$ 为 $C-J$ 平面处爆炸产物的总焓；$(J_b)_{T_w}$ 为初始温度 T_w 条件下炸药的总焓，显然 $[J_b]_{T_D}$ 应为气、固态产物总焓之和，即

$$[J_b]_{T_D} = \Sigma n_i[J_i]_{T_D} + \Sigma n_i[J_s]_{T_D}$$

式中 V_w 为原始炸药的体积；V_D 为爆炸产物的总体积，它等于产物中气体和固体体积之和，即

$$V_D = \sum n_i v_i + \sum n_s v_s$$

通过反复运算使(3-53)式得到满足之后，我们便确定了该炸药爆炸时的 $C-J$ 压力 P_D，$C-J$ 温度 T_D，爆轰热 Q_w，爆炸产物在 P_D 时的总容积 V_D 以及爆轰产物的组成等。最后，将 P_D 和 V_D 代入式(3-23)的第一式，即可算出炸药的爆速 D，即

$$D = \frac{1}{\rho_w}\sqrt{\frac{P_D \cdot m}{(V_w - V_D)}} \quad (3\text{-}54)$$

式中：ρ_w 为炸药的原始密度；

m 为炸药的总质量。

同样，代入式(3-23)的第二式可算得 $C-J$ 平面处爆轰产物的质点速度，即

$$v_D = \sqrt{P_D(V_w - V_D)/m} \quad (3\text{-}55)$$

利用 C-J 条件，还可以算出 C-J 平面处爆炸产物的声速

$$c_{sD}=D-v_D \tag{3-56}$$

由上述可知，凝聚炸药爆轰参数的计算是一个相当复杂的过程，但在现代电子计算机的发展下，爆轰参数的理论计算已成为可以办到的事了。

§3-5 爆轰波反应区的结构

一、爆轰波的 Z-N-D 模型

在爆轰波反应区内所发生的化学反应极为迅速，反应时产生的高温，高压，使得对爆轰波反应区的观察和测量极为困难。因此关于在爆轰波反应区内化学反应的情况，状态参数的分布等方面的知识，到目前掌握得还很有限。

经典的爆轰理论，将爆轰波阵面看成是原始爆炸物与反应产物分开的间断面，单独利用气体动力原理，很少涉及化学动力学来探讨爆轰过程。爆轰波阵面速度 D，波阵面内的介质密度 ρ_0，压强 P_0，质点速度 v_0，内能 E 的空间分布，都不随时间而变化，即把这些参数认为是定常的。定常爆轰波与流体力学的定常冲击波一样，都服从质量、动量和能量守恒定律，只是要在能量守恒方程中引入化学反应能。

在本世纪初，科学工作者在当时由于使用了并不精确的热力学函数值，测定的爆轰的 C-J 参数认为误差在5%以内，可是后来发现精密测定的压强，密度等参数的实测值低于按 C-J 理论的计算值 10—15%。这说明了经典的爆轰理论有如下两个缺陷：

其一是爆轰波阵面有一定的厚度，波阵面内的化学反应

并非是瞬时完成的，波阵面内的流动也不是严格地一维的；

其次是爆轰波阵面内的过程未考虑化学动力学。

1941 年后，苏联的泽尔道维奇（Я. Б. Зельдович）、美国的冯·诺依曼（Von Neumann）、德国的道尔林（W. Doring）各自独立地对经典爆轰理论的基本假设作了重要的修改，提出了爆轰波的新模型，被简称为 Z-N-D 模型。Z-N-D 模型认为爆轰波阵面的结构是由冲击波阵面区域与化学反应区域合并组成，即用冲击波与化学反应区的整个定常组态，取代经典的 C-J 理论的阶跃间断。

按照 Z-N-D 模型，把爆轰波看成是由前沿冲击波和紧跟在后面的化学反应区构成的，它们以同一速度 D 沿爆炸物传播，如图（3-12）所示（参考图 3-7）。即原始爆炸物首先受到前沿冲击波的强烈冲击，立即由初始状态 O 被压缩突跃到 Z 点的状态（如图 3-13 或图 3-9 所示的过程），在 Z 点所达到的温度和压力条件下，高速反应被激发，接着沿着米海尔逊线 ZO 展开高速的放热反应。随着反应的进行，即随着未反应克分子数 β 的减小，比容 v 增大，压力 P 减小，如图 3-13 中箭头所示。直到反应终了，$\beta=0$，状态达到 C-J 点状态，此

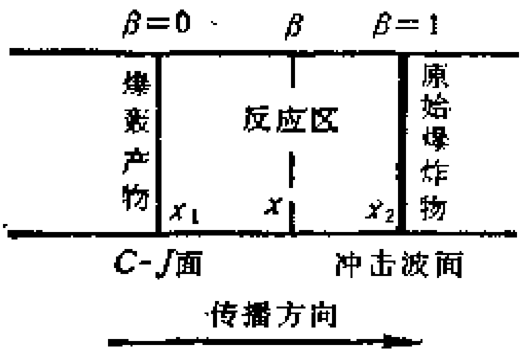


图 3-12　爆轰波结构示意图

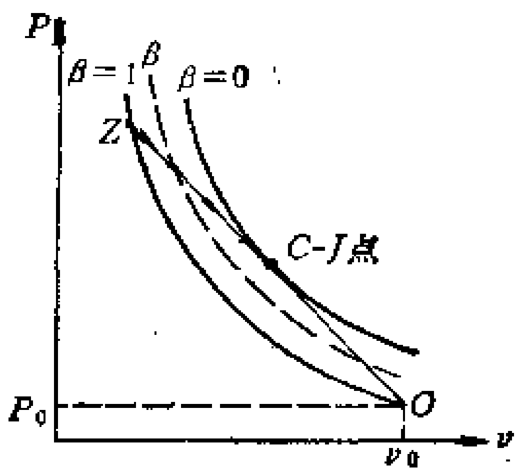


图 3-13　爆轰波传播过程中的状态

时化学反应热 Q_e 全部被放出。也就是说爆轰波是由前沿冲击波和后跟的反应区所组成，而反应区的末端面即为 $C-J$ 平面，这种模型即称为爆轰波的 Z-N-D 模型。

爆轰波的 Z-N-D 模型可以用图 3-14 更形象地表示出来。图 3-14 表示的为一正在沿炸药传播的爆轰波，在前沿冲击波过后压力突跃到 P_z，随着化学反应的进行，压力急速下降。在反应终了的 $C-J$ 平面处，压力降为 P_{C-J}，$C-J$ 平面之后为爆轰产物的等熵膨胀区，该区域内的压力随着膨胀而平缓地下降。$C-J$ 平面与前沿冲击波阵面之间压力急剧变化的陡削部分一般称为压力峰值，P_z 称为峰值压力。

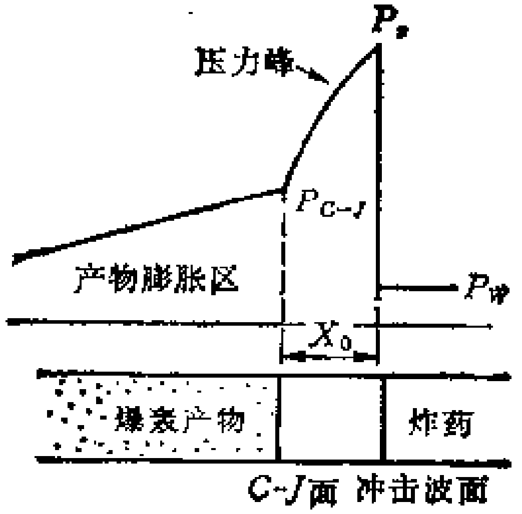


图 3-14 爆轰波的 Z-N-D 模型

上述爆轰波模型仍存在一定的缺陷，它并未完全反映出爆轰波阵面内所发生过程的实际情况。例如实际的爆轰波反应区内所发生的化学反应过程，并不完全如模型所描述的那样井然有序，层层展开的，而往往是以螺旋爆轰方式进行的；再如，实际的爆轰传播过程中是有能量损失的，爆轰波反应区末端并不一定满足 $C-J$ 条件等等。虽然如此，爆轰波的 $Z-N-D$ 模型在研究爆轰的物理本质及反应区结构上仍具有重要的理论指导意义，至今仍被采用。

二、爆轰波反应区中状态参数的分布

在反应区中状态参数的分布情况，是研究和认识爆轰波

结构的主要内容。但是这在理论上遇到了相当大的困难。首先，爆轰波传播过程中存在着热传导和辐射过程，同时由于存在粘性等都对能量损耗产生影响；其次是 C-J 理论的假设中认为在 C-J 平面处化学反应已达到了化学平衡。其实，在化学反应区内的任一断面处并不是化学平衡状态，因此难于应用可逆过程热力学方法对反应区内所发生的化学过程进行处理和分析；最后，在爆轰波反应区内所发生的化学反应历程是极其复杂的，其中同时存在着多级反应过程，原则上不能用 β（未发生反应的克分子数）来表征某一断面处爆炸物的反应程度；另外，爆轰波内所发生的过程并不是一层接一层的井然有序的展开的等等。

但是为了得到反应区内状态参数分布的基本图象，人们在探讨这个问题时做了一定的假定，这就使问题大为简化，简化假设基本上有下面几点：

(1) 忽略热传导，热辐射以及分子粘性对能量损失的影响，认为爆轰过程是无损失的；

(2) 爆轰波反应区内各断面处的化学反应已达到平衡状态；

(3) 爆轰波反应区内所发生的反应类型是单一的，并且从前沿冲击波阵面到 C-J 平面间反应程度是逐渐增加的，在前沿波阵面后已反应的克分子数 $(1-\beta)=0$，而在 C-J 平面处 $(1-\beta)=1$ 即全部反应结束。

(4) 爆轰波反应区的厚度远比自由分子的路程要大（冲击波阵面的厚度是接近自由分子的行程），因此可以在反应区之内取任一控制面应用流体动力学的三个守恒方程来研究问题。

在上述假定的基础上，可以确定爆轰波反应区内状态参

数的分布情况。首先确定反应区内各状态参数 P，v（或 ρ），u，T 与反应程度 $(1-\beta)$ 之间的函数关系，然后应用反应动力学方程，进一步确定各状态参数沿反应区宽度的分布。

如图 3-12 所示，我们取 x 断面至 x_s 断面之间做为一个控制面，x_s 面的前面为原始爆炸物 x 断面处，爆炸物已有部分发生了反应，未发生反应的克分子数为 β。在控制面两侧的参数，由质量、动量和能量守恒关系，与前面所述的一样可以写出下面的方程

$$\rho_w D = \rho(D-u) \tag{3-57a}$$

$$P = \rho_w D u \tag{3-57b}$$

$$e - e_w = \frac{1}{2}P(v_w - v) + (1-\beta)Q_w \tag{3-57c}$$

再假定气体爆炸混合物遵守理想气体定律，故其状态方程为

$$Pv = nRT \tag{3-57d}$$

由于理想气体的

$$e = C_v T = \frac{Pv}{K-1}$$

忽略

$$\frac{P_w v_w}{K-1} = e_w$$

公式 (3-57c) 变为

$$\frac{Pv}{K-1} = \frac{1}{2}P(v_w - v) + (1-\beta)Q_w \tag{3-57e}$$

由式 (3-57a) 和式 (3-57b) 可以推导出米海尔逊方程为

$$P = \frac{D^2}{v_w^2}(v_w - v) \tag{3-57f}$$

由式(3-57e)和式 (3-57f) 联立，并消去 P 得到

$$(D^2/v_w^2)(v - v_w)\frac{v}{K-1}$$

$$= \frac{1}{2}\frac{D^2}{\nu_w^2}(\nu_w - \nu)^2 + (1-\beta)Q_w$$

整理上式后可得

$$(K+1)\nu^2 - 2K\nu_w\nu + (K-1)\nu_w^2\left[1 - \frac{2(1-\beta)Q_w}{D^2}\right] = 0$$

解上面的二次三项式可得

$$\nu = \frac{\nu_w}{K+1}\left[K \mp \sqrt{1 - \frac{2(K^2-1)(1-\beta)Q_w}{D^2}}\right] \quad (3\text{-}57g)$$

将（3-57g）代入（3-57f）式，得到

$$P = \frac{D^2}{(K+1)\nu_w}\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{2(K^2-1)(1-\beta)Q_w}{D^2}}\right] \quad (3\text{-}58)$$

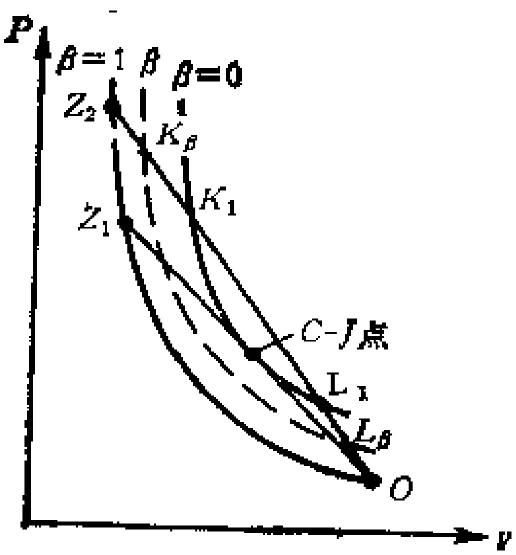


图 3-15　雨贡纽与米海尔逊曲线

式（3-58）和式（3-57g）是雨贡纽曲线与米海尔逊线相交点的状态相对应的，如图 3-15（参考图 3-8）所示。式中的正负号是这样的：上面的符号是指上交点 K_β；下面的符号是指下交点 L_β。当反应区内的反应终了，即 $\beta=0$ 时，上面二式变为

$$\nu = \frac{\nu_w}{K+1}\left[K \mp \sqrt{1 - \frac{2(K^2-1)Q_w}{D^2}}\right] \quad (3\text{-}58a)$$

$$P = \frac{D^2}{(K+1)\nu_w}\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{2(K^2-1)Q_w}{D^2}}\right] \quad (3\text{-}58b)$$

式中上面的符号指上交点 K_1 的状态；下边的符号指下交点

L_1 的状态。

由图中可以看出，过 $C-J$ 点并与 $\beta=0$ 的雨贡纽曲线相切的米海尔逊线 OZ_1 与最小爆速（D_{min}）相对应，此时只有一个解，即

$$v=v_D=\frac{Kv_w}{K+1} \tag{3-58c}$$

$$P=P_D=\frac{1}{(K+1)v_w}D^2_{min}=\frac{1}{K+1}\rho_w D^2_{min} \tag{3-58d}$$

而

$$D_{min}=\sqrt{2(K^2-1)Q_w} \tag{3-58e}$$

由式（3-58d）和（3-58e）代入（3-58）式得到

$$\frac{P}{P_D}=[1\pm\sqrt{\beta}] \tag{3-58f}$$

同理，式（3-58c），（3-58e）代入（3-57g）可得

$$v/v_D=\left[1\mp\frac{1}{K}\sqrt{\beta}\right] \tag{3-58g}$$

上两式中，根据前面谈到的，下交点的状态是与实际不相符合的，因此仅有

$$\frac{P}{P_0}=\left[1+\sqrt{\beta}\right]$$

$$\frac{v}{v_D}=\left[1-\frac{1}{K}\sqrt{\beta}\right]$$

而由（3-57a）式可知 $v/D=1-v/v_w$，因此

$$\frac{v}{v_D}=\frac{v/D}{v_D/D}=\frac{1-v/v_w}{1-v_D/v_w}=\frac{v_w-v}{v_w-v_D} \tag{3-59}$$

由式（3-57f）

$$\frac{P}{P_D}=\frac{v_w-v}{v_w-v_D}=\frac{v}{v_D}$$

因此

$$v/v_D = 1 + \sqrt{\beta} \tag{3-60}$$

由于

$$C_V T = \frac{1}{2} P(v_w - v) + (1-\beta)Q_w$$

$$C_V T_D = \frac{1}{2} P_D(v_w - v_D) + Q_w$$

因此

$$\frac{T}{T_D} = \left\{(1-\beta) + \frac{K-1}{2K}\left[(1+\sqrt{\beta})^2 - (1-\beta)\right]\right\} \tag{3-61}$$

上面的 (3-58f), (3-58g), (3-60), (3-61) 式即为爆轰波反应区中各状态参数与 β 的函数关系.若取 $K = 1.2$ 时，各对比参数 $P/P_D, v/v_D, v/v_D$ (或 ρ/ρ_D),以及 T/T_D 与 β 之间的关系曲线如图 3-16 所示。

由图 3-16 可以看出，前沿冲击波刚过后的压力 P_z 约为 C-J 压力 P_D 的二倍。随着反应的进行，压力逐渐降低，比容逐渐增大(密度降低)。然而温度在最初是逐渐增高的，在接近 C-J 平面前增加到一个极大值，然后下降到 C-J 值

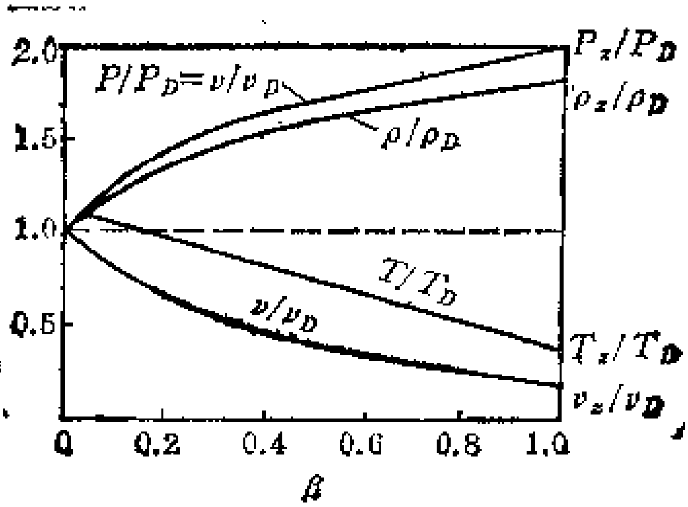


图 3-16 爆轰波内状态参数值 β 的变化

T_D. 在爆轰波反应区中温度升高的同时压力却下降的原因是由于在反应过程中存在着气体的膨胀现象所致（产生稀疏波）。关于温度在反应终了前就达到极大值的解释是：当初始爆炸物受到前沿冲击波的强烈冲击压缩，温度由 T_0 突升至 T_s，随着反应放出热量，温度逐渐升高，在快到反应终了前达到最高温度，而后由于 β 值已很小，反应速度已大大的降低，反应放出的热量不足以补偿膨胀所引起的温度降。根据温度极大值的条件为：

$$\frac{dT}{d\beta}=0,\quad \frac{d^2T}{d\beta^2}<0$$

将（3-61）式的 T 对 β 取导数，即

$$\frac{dT}{d\beta}=0$$

即可确定出出现 T_{max} 时所对应的 β 值。

$$\frac{dT}{d\beta}=T_D\left\{-1+\frac{K-1}{2K}\left[2(1+\sqrt{\beta})\cdot\frac{1}{2}\beta^{\frac{1}{2}-1}+1\right]\right\}=0$$

整理后得到温度取极限值的条件为

$$\sqrt{\beta}=\frac{K-1}{2},\ \text{或}\ \frac{P}{P_D}=1+\sqrt{\beta}=\frac{K+1}{2}$$

三、凝聚炸药的爆轰波结构

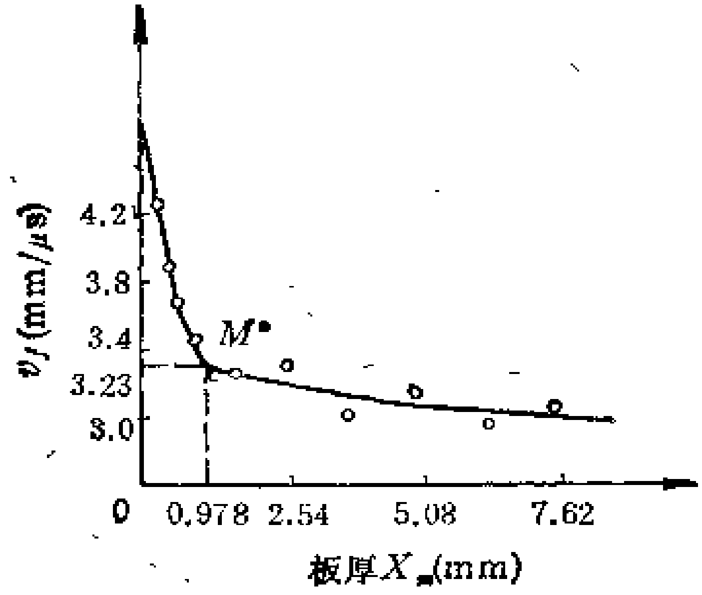
凝聚炸药爆轰波内所发生的过程比气体爆轰波要复杂得多。例如，随着化学反应的展开，形成愈来愈多的气体产物，而尚未发生反应的凝聚物质在所形成气体产物的压力和温度下继续进行反应。因此凝聚炸药爆轰波反应区内不是像气体爆轰那样爆轰波反应区内是均匀的单相介质，而是气相和凝

聚相同时存在的不均匀多相介质，这种不均匀多相介质结构就造成状态参数分布的不均匀性。另外，凝聚炸药本身的物理结构，有的是均一的系统，而有的则是不均一系统(如机械混合的混合炸药)，它们在发生爆轰时内部的爆轰反应机理是很不相同的，这就增大了问题的复杂性。加之，凝聚炸药爆轰时，爆轰波中所达到的压力比气体爆轰的压力要高得多，此时爆轰产物的性态不能应用理想气体状态方程来描述，需要用高压、高密度的状态方程。这些情况使得对凝聚炸药爆轰波反应区结构进行理论分析变得比较困难。虽然曾有不少人在许多假定条件下对凝聚炸药爆轰波反应区结构进行过一些理论探讨，然而都很不成熟，所得结果也不能令人满意和信服。

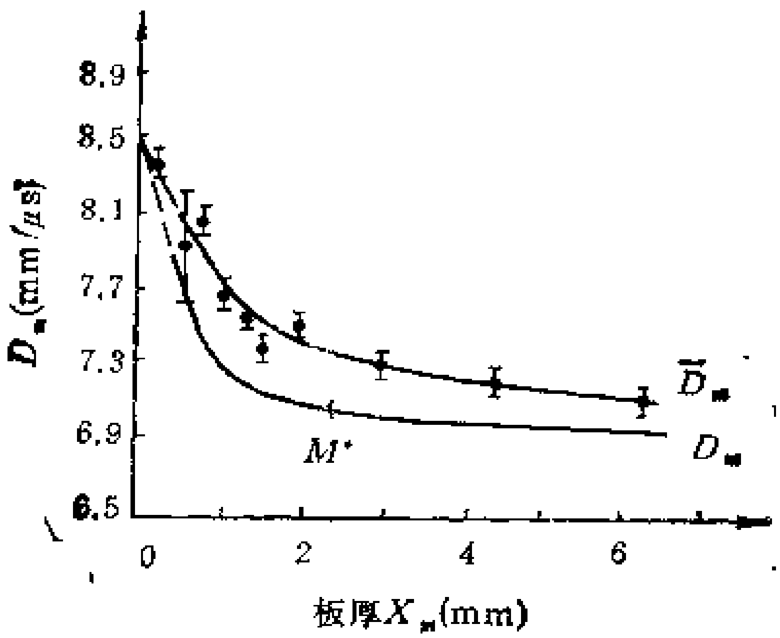
鉴于这种情况，近 20 年来，人们着重于用实验方法进行观察研究。所采用的基本方法是测量与炸药柱末端相接触的金属板(或别的介质)内所形成的冲击波参数，即测量炸药爆炸后在金属板中所产生的冲击波速度和质点速度沿板厚的分布。

通过实验测量冲击参数沿板厚的分布曲线发现，这类曲线有两段组成；与炸药末端相邻近的一段狭窄的区域内，冲击波参数变化很快，斜率异常陡峭(见图 3-17)；后面一段为冲击波参数平缓变化的区域，两线段相接处存在着一个参数突变的转折点 M^*。

前面已谈到爆轰波反应区内参数沿厚度的分布，按照 Z-N-D 模型所描述的情况。可想而知，由于这一分布的影响和作用，在金属板中形成的冲击波参数必然也有相应的分布。因此，板内冲击波参数急剧变化的陡峭线段，应当是和爆轰波反应区内压力急剧变化的冯·诺依曼峰相对应的；而金属板内冲击波参数平缓变化的线段，则是和装药爆轰波 C-J 面后产物



装药：RDX/TNT = 63/37，$\rho = 1.67g/cm^3$
金属板：铝板
(a) 自由表面速度 v_{fs} 与板厚 x_m 的关系



装药：TNT，$\rho = 1.63g/cm^3$
金属板：硬铝板 $\bar{D}_m$——冲击波平均速度
(b) 冲击波速度D_m沿板厚的分布
图 3-17 金属板试验

膨胀区的压力分布相对应的。这些实验结果表明，凝聚炸药爆轰波结构也可以用 Z-N-D 模型近似地来描述。

由实验测得的金属板内冲击波参数沿板厚的分布数据，可以应用下面的关系式

$$P = \frac{1}{2} v_m(\rho_0 D + \rho_{m0} D_m)$$

或

$$P = \frac{1}{4} v_{fs}(\rho_0 D + \rho_{m0} D_m)$$

反推出爆轰波反应区内压力分布的情况。其中 ρ_{m0} 为金属板的初始密度，D_m、v_m 为金属板内冲击波的波速和质点速度，ρ_0、D 分别为炸药的密度和爆速，P 为与冲击波参数 (D_m, v_m) 相匹配的爆轰波中产物的压力。

表 3-6 几种炸药爆轰波反应区的宽度 x_0

炸药种类	装药密度 (g/cm³)	衰减器材料	x_0 (mm)	来 源
梯恩梯 TNT	1.55	镁板	0.22	德莱敏 1962
梯恩梯 TNT	1.45	铝板	0.25	德莱敏 1962
梯恩梯 TNT	1.30	铝板	0.28	德莱敏 1962
梯恩梯 TNT	1.00	镁板	0.41	德莱敏 1962
梯恩梯 TNT	1.59	铝板	0.21	德莱敏 1962
梯恩梯 TNT	1.63	镁板	0.60	杰姆逊 1970
梯恩梯 TNT	1.63	铝板	0.30	杰姆逊 1970
梯恩梯 TNT	1.63	黄铜板	0.40	杰姆逊 1970
梯恩梯 TNT	1.63	有机玻璃	0.70	杰姆逊 1970
B 炸药 60/40	1.692	有机玻璃	0.70	杰姆逊 1970
喷特里特 50/50	1.66	有机玻璃	0.50	杰姆逊 1970
奥克托儿 75/25	1.80	有机玻璃	0.80	杰姆逊 1970
PBX 9404	1.845	有机玻璃	0.50	杰姆逊 1970
B 炸药 63/37	1.67	铝板	0.13	达夫等 1955

表3-7 爆轰反应区时间 τ 及厚度 x_0

炸药种类	$\rho_0(D/cm^3)$	$D(m/s)$	$u(m/s)$	$\tau(\mu s)$	$x_0(mm)$
压装梯恩梯TNT	1.59	6940	1600	≤0.1	≤0.5
压装梯恩梯 TNT	1.45	6500	1510	≤0.1	≤0.5
压装梯恩梯 TNT	1.36	6200	1450	0.32	1.35
压装梯恩梯 TNT	1.00	5100	1230	0.50	1.75
注装梯恩梯 TNT	1.62	6850	1610	0.30	1.41
黑索金 RDX	1.72	8500	2120	<0.1	<0.5
黑索金 RDX	1.59	8140	2000	<0.1	<0.5
黑索金 RDX	1.00	6050	1430	0.3	1.26
压装 36 TNT/64 RDX	1.68	7830	1960	<0.1	<0.5
压装 36 TNT/64 RDX	1.40	6930	1660	0.3	1.43
压装 36 TNT/64 RDX	0.85—0.9	5400	1380	0.6	2.16
注装 36 TNT/64 RDX	1.71	8000	1940	0.32	1.76
50TNT/50RDX	1.68	7650	1930	0.26	1.33
特屈儿	1.68	7500	1870	<0.1	<0.5
特屈儿	1.36	6680	1540	0.21	0.98
特屈儿	0.9—0.95	5360	1.340	0.41	1.48
泰安 PETN	1.66	8100	1830	<0.1	<0.5
泰安 PETN	1.51	7420	1670	0.16	0.84
泰安 PETN	0.95	5300	1280	0.33	1.53
基纳	1.64	7800	2080	<0.1	<0.5
基纳	1.36	7000	1640	0.21	1.02
基纳	0.95	5800	1200	0.34	1.44

关于反应区宽度 x_0，根据实验测定得到，对于大多数高效炸药一般约在 0.1—1 毫米的数量级。表 3-6 列出的是部分凝聚炸药爆轰波反应区厚度的实验数据。

1964 年德莱敏（A. H. Дремин）应用电磁方法测定爆轰波反应区化学反应时间 τ 及 $C-J$ 平面处爆轰产物质点速

度 v 而后用下式推算了爆轰波区的厚度 x_0，即

$$x_0 = [D - 1.3v]\tau \tag{3-62}$$

所得结果比以前用自由表面速度测定方法的结果约大 5—10 倍左右，德莱敏的数据列于表 3-7 中。

由表 (3-6)，(3-7) 可以看出，关于反应区厚度的测量数据并不是完全可靠和一致的。不同的人所得到的同一种炸药在相同条件下的数据相差甚大。这一现象说明在反应区厚度的实验测量中还不能做到定量分析，但是从定性上还是一致的，在定量分析上还需要作进一步研究。定性的结论是反应区的厚度是随着装药密度的降低而增大的，这是由于密度低，造成波阵面压力低，未反应炸药所受到的冲击压力减弱，导致反应区内反应速度变慢，相对地增大了由于径向膨胀所引起的能量损失的缘故。

四、凝聚炸药中爆轰反应的机理

爆轰波中的化学反应不是一瞬间就能完成的，所以爆轰波的 C-J 理论没有考虑到爆轰波反应区内所发生的化学反应历程，而是理想地假定爆轰反应速度为无限大，爆轰波阵面很薄。爆轰波的 Z-N-D 模型也是理想地认为，爆轰波反应区中所发生的化学过程是均匀有序的，并没有具体考虑其中爆轰反应的机理，因此它们就不能解释爆轰波沿爆炸物，尤其是凝聚炸药传播过程中出现的一系列复杂问题。

为了揭示爆轰传播过程的本质，认识爆轰波反应区内化学反应发生和扩展的机理，人们对爆轰波阵面内所发生的物理化学现象进行了一系列的实验和理论研究，使得对该问题的认识逐步深化。

实验研究表明，爆轰波中化学反应的机理是与炸药的化学组成及其物理状态紧密相关的。

如前所述，在爆轰波传播过程中，炸药首先受到前沿冲击波的冲击压缩作用，使得炸药的压力和温度突然升高。对于一般的凝聚炸药来说，在高温高压下，炸药激发极快的化学反应，大约在 10^{-6}—10^{-8} 秒的时间内完成。

但是，炸药受到爆轰波的冲击压缩，温度和压力突然升高而引起爆轰反应的机理，如前所述也是随着炸药的化学结构以及装药的物理状态而不同的。在实验研究基础上，提出了如下几种爆轰反应传播的机理。

1. 均匀灼热机理

当爆轰在均匀液体炸药或结构很均匀固体炸药中进行时，爆轰波内产生反应的条件看来与机械冲击时所造成的条件没有原则的区别。换句话说，在上述炸药的爆轰过程中，高速化学反应的发生，是由于冲击波的冲击作用，使得整个一薄层的炸药温度突然升高所致。这种化学反应就称为均匀灼热机理，或称冲击机理。我们知道，炸药的爆速一般为 6000—9000 米/秒，这样高速的爆轰波，其波阵面的压力高达数十万个大气压，在它的冲击压缩作用下，炸药薄层的温度可突升到 1000℃ 左右。这样高的温度下，爆轰波反应区内的化学反应就能够在 10^{-6}—10^{-7} 秒的时间内完成，因而使得爆轰过程以 6000—9000 米/秒的高速传播。

2. 不均匀灼热机理

这种机理是在爆轰过程中，依靠个别粒子的爆轰而生成爆炸产物，爆轰不是在整个炸药的体积中，而是在单个燃烧着的粒子表层中进行。对于炸药本身结构不均匀的情况，例如含有杂质或气泡的液体炸药，松散多空隙的散装炸药以及粒

状炸药压制成的柱状装药等，爆轰传播机理即为不均匀灼热机理。

这类炸药中爆轰所发生的化学反应，并不是一整层炸药均匀灼热，而是由于受到冲击作用后在炸药个别点温度升得很高，形成了“起爆中心”或“热点”。有人曾做过这样的实验：起爆无气泡的均匀的硝基甲烷液体炸药时，需要 85 千巴以上的冲击压力，但是在其中有意地掺入直径为 0.6 毫米以上的气泡时，起爆所需的冲击压力就小得多，这是由于气泡在冲击压缩作用下温度升高的缘故。因此，不很高的冲击波压力就可以形成引起炸药高速反应的“热点”。

在起爆“热点”形成后，高速化学反应首先在炸药颗粒表面进行，而后向深部迅速扩展。此过程就与炮膛内火药颗粒的速燃相类似，所以又称此种反应机理为弹道机理。当然在爆轰波阵面内压力比炮膛内压力高得多，因而反应速度也就快得多。据近似计算，在几千度的高温和几十万大气压的压力下，0.1 毫米的炸药颗粒可以在数量为 10^{-6} 秒的时间内燃尽，这样就足以使化学反应在爆轰波反应区的宽度内完成。

设爆轰波阵面宽度为 x_0，炸药颗粒的半径为 r，其燃烧速度为 v_c，则颗粒燃烧时间为

$$t = r/v_c$$

爆轰波反应区的宽度为

$$x_0 = Dt = D\frac{r}{v_c}$$

由上式可知，爆轰波反应区的宽度随炸药的颗粒减小而减小。

3. 混合反应机理

在爆轰波阵面上已反应分解的成分与未发生反应的两种或数种炸药的粒子相互作用形成的爆轰，称为混合机理。这

种机理是不均匀的混合炸药，尤其是固体混合炸药所特有的，反应并不是在炸药反应区整个体积内进行的。

由氧化剂和可燃物组成的混合凝聚炸药，如常用的硝铵和梯恩梯组成的混合炸药等，在固态条件下直接反应是困难的。这类炸药在爆轰传播过程中发生反应的机理是：首先分解的成分在冲击压缩作用下发生分解而生成气体，然后再和其它未反应的成分相互作用完成反应；或者各组分以各自不同的速度单独进行分解，然后分解出的气体产物之间相互作用之后完成反应。

因此，这类炸药的爆轰传播过程受各组分颗粒度大小以及混合均匀程度的影响很大。颗粒度大，混合不均匀，不利于这类炸药化学反应的扩展，因而使爆轰传播速度下降。炸药密度过大，也不利于爆轰的传播。

§3-6　影响炸药爆轰传播的因素

前面所述的都是理想的、稳定传播的爆轰波。在以前的讨论中，我们实际上假定装药直径为无穷大，即不考虑爆轰波传播过程中反应区中气体产物的径向膨胀，及由此而引起的能量损失。同时，我们实际还假定爆炸物是各处都很均匀的物质，因此，认为爆轰波反应区内所发生的反应是非常均匀。很有次序一层一层地展开的。但是，实际上炸药爆轰过程并非都是如此的。各种因素（包括装药的直径、密度、结构等等）都会影响爆轰的传播。显然研究各种因素对爆轰传播过程的影响，掌握其规律，对于合理地、有效地使用炸药具有重要的意义。

近一个世纪以来，人们用测定炸药爆速的方法对影响爆

轰传播过程的因素进行了大量的实验研究，获得了丰富的实验结果。下面对各种影响爆轰传播的因素，分别加以介绍。

一、装药直径的影响

实践表明，装药的大小，直接影响着爆轰的传播。因为当爆轰波沿着有限尺寸的药柱传播时，除在爆轰波反应区中有化学反应的放热过程之外，同时还存在着能量的消耗过程。由于炸药爆炸时产生的高温、高压现象，必然要使爆炸产物发生径向膨胀，而这种径向膨胀会引起向反应区内传播的径向稀疏波，结果造成反应区中能量的向外耗散。因此径向稀疏波是爆轰波沿装药传播过程中能量损失的最主要原因。

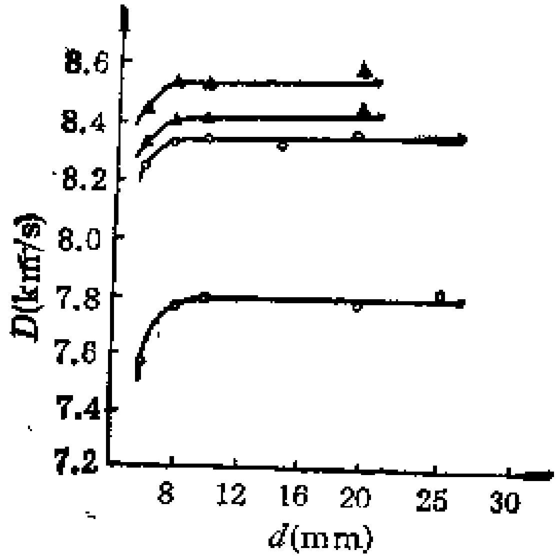
如果没有能量损失，那末爆轰波反应区所放出的能量，全部被用来支持爆轰波的稳定传播，爆速不会减小。而在此种情况下爆轰波传播的极限速度，称为炸药的理想爆速，以 D_i 表示。对于一定密度下的炸药，理想爆速 D_i 为一特定的数值。当然只有当装药尺寸足够大时，爆轰波才能以理想爆速 D_i 进行传播。

但是通常在实用中，装药的尺寸是有限的，因此总是存在着爆炸产物的径向膨胀及因此而引起的能量损失。这样，爆轰反应区释放出来的能量仅只一部分用于支持爆轰波的传播，因此爆速就不能达到理想爆速 D_i。

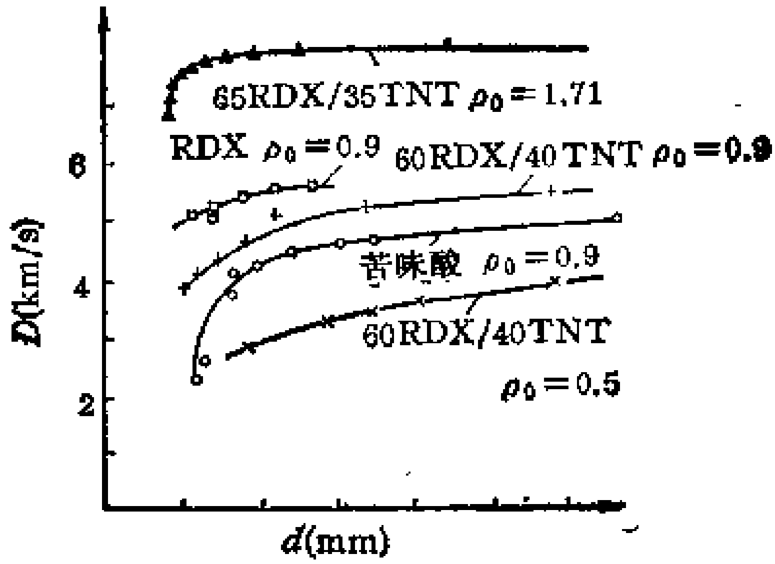
图 3-18 (a)、(b)表示的是实验测得的一些炸药爆速随装药直径变化而变化的曲线。从这些实验结果可以看出，在一定的装药直径范围内，炸药爆速随直径不同而有不同的数值。

下面介绍几个名词：

临界直径——当装药直径小于某一临界值时，由于径向



(a) HMX 和 8321 的 D-d 关系曲线



(b) 某些炸药的 D-d 关系曲线

图 3-18　炸药爆速与装药直径之间的关系

膨胀作用所引起的能量耗散，使得化学反应区所释放的能量有效部分大大减小，使得爆轰波的强度严重削弱，不足以激起下层炸药的高速化学反应，爆轰波不能继续稳定传播，而是逐

渐衰减，最后自行停止化学反应。通常称此种装药直径为临界直径。换句话说，能使爆轰波稳定传播的装药最小直径称为临界直径，以 d_c 表示之。

临界爆速——炸药在装药为临界直径时的爆速称为临界爆速，以 D_c 表示之。

极限直径——装药在临界直径 d_c 时，能使爆轰波稳定传播，但此时的临界爆速是该炸药的最小爆速，当直径逐渐增大（$> d_c$）时，爆速也会随之而增大，但当直径增大到某一极限尺寸时，继续增加直径，爆速不会再增加，此时的直径称为极限直径，以 d_l 表示之。

极限爆速——在极限直径条件下爆轰传播的速度称为极限爆速。极限爆速一般与 C-J 理论计算出来的理想爆速 D_i 相符合。因此，极限直径也可以说成是仍然能以理想爆速 D_i 传播的最小直径。

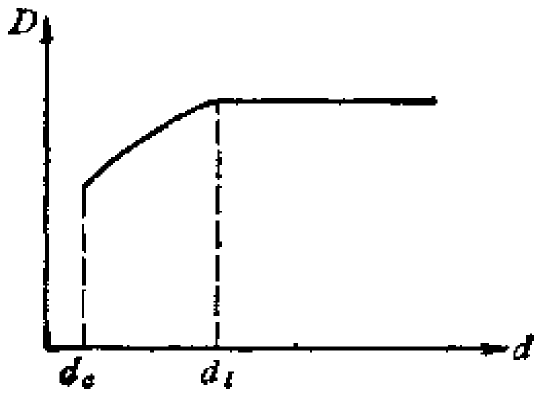


图 3-19 装药直径与爆速之间的一般关系曲线

图 3-19 描出了装药直径 d 与爆速 D 之间的关系曲线。曲线部分与水平直线部分的转折点所对应的装药直径即为极限直径 d_l。

在 $d_c < d < d_l$ 范围内，对于一定密度的装药，爆速随直径增大而增大，根据实验数据归纳得到如下的经验公式

$$D = D_i\left(1 - \frac{a}{d}\right)$$

式中 D 为直径为 d 时的爆速，D_i 为炸药在该密度下的理想爆速，a 为与炸药性质有关的常数，通过实验得到，如表 3-8

表 3-8　几种炸药的 D_i 和 α 值

炸　　药	$\rho(g/cm^3)$	$D_i(m/s)$	$\alpha(mm)$
黑索金 RDX	0.9	5900	0.85
B 炸药 60RDX/40TNT	0.5	4260	3.19
B 炸药 60RDX/40TNT	0.9	5600	1.55
苦味酸	0.9	5300	2.17
B 炸药 65RDX/35TNT	1.71	8040	0.16

所示。

对于同一种炸药，α 值是随着密度的增加而减小的。表 3-9 的数据说明了这一点。

表 3-9　炸药在不同密度时的 D_i 和 α 值

炸药名称	装药密度 $\rho(g/cm^3)$	理想爆速 $D_i(m/s)$	$\alpha = d(1 - D/D_i)(mm)$
B 炸药	0.50	4260	3.19
B 炸药	0.74	5160	1.96
B 炸药	0.90	5600	1.55
B 炸药	1.10	6200	1.02
B 炸药	1.40	7150	0.49

炸药的极限直径和临界直径并不是固定不变的，它随炸药的物理状态的不同而不同，它们的大小取决于炸药发生爆炸时化学反应的速度以及装药的物理状况。下面介绍影响极限直径和临界直径的几个主要因素：

1. 炸药物理状态的影响

实验表明，炸药的物理状态不同，极限直径和临界直径会有很大差别。例如梯恩梯炸药，当其熔化为液态（81℃，ρ_0 = 1.46 克/厘米^3)时，d_c 为 62 毫米，但冷却铸造成药柱

($\rho_0=1.62$ 克/厘米^3)时 d_c 为 38 毫米;而压装药柱(原炸药的颗粒度为 140 微米,压至 $\rho_0=1.62$ 克/厘米^3)的 d_c 却只有 1.8—2.5毫米。液态梯恩梯的临界直径竟比压装梯恩梯的临界直径大 30 倍。造成这样巨大差别的根本原因是由于它们的物理状态的不同,它们之间的爆轰机理不同,液态梯恩梯的爆轰是均匀灼热机理,而压装梯恩梯的爆轰为不均匀灼热机理。

2. 炸药颗粒度的影响

临界直径和极限直径是随着炸药晶体(颗粒度)尺寸的减小而减小的,同时它们之间的界限也随着缩小。这是因为相应地缩小了爆轰波阵面上反应区宽度的结果,颗粒度愈细,由于径向膨胀引起的能量相对减小,所以爆轰容易传播,导致临界直径减小。此种性质对于单质炸药和混合炸药都具有共同的特性。表明炸药颗粒度对爆轰速度影响的某些实验结果如图 3-20 所示(根据波波列夫的数据)。曲线 4 指的是 $\rho_0=0.95$ 克/厘米^3,颗粒大小等于 0.75—0.1 毫米的苦味酸装药;曲线 3 是颗粒较小的同样装药。

从图 3-20 中几条曲线的比较,可以得出下面的结论:

(1) 颗粒减小时,临界直径和极限直径大大减小,对于曲线 1 和 2 的梯恩梯装药的影响更大;

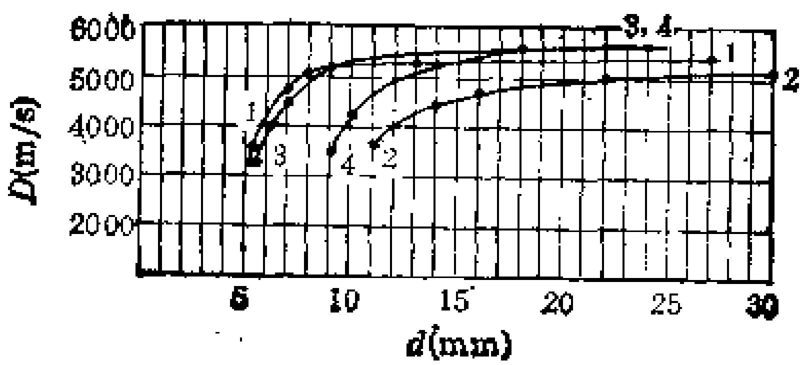


图 3-20 炸药颗粒度对爆速的影响

（2）当密度给定时，颗粒大小对最大爆速没有影响，只是决定爆速随装药直径的增大而多快地达到极限值。

（3）当装药密度给定时，爆轰的临界速度与炸药颗粒的大小也无关。

表 3-10 表示颗粒度大小对临界直径的影响。

表 3-10　颗粒度对临界直径的影响

炸药名称	ρ(g/cm³)	颗粒度（mm）	临界直径 d_c(mm)
梯恩梯 TNT	0.85	0.01—0.05	4.5—5.4
梯恩梯 TNT	0.85	0.07—0.2	10.5—11.2
苦味酸 PA	0.80	0.01—0.05	2.08—2.28
苦味酸 PA	0.70	0.05—0.07	3.6—3.7
苦味酸 PA	0.95	0.1—0.75	8.9—9.25
泰　安 PETN	1.0	0.025—0.1	0.70—0.86
泰　安 PETN	1.0	0.15—0.25	2.1—2.20

3. 装药密度的影响

对于梯恩梯、黑索金、泰安、奥索金等的单质炸药，密度增加时，临界直径和极限直径减小，图 3-21 表示压装梯恩梯临界直径与密度的关系。曲线 a 是指粒度为 0.2—0.7毫米的装药；曲线 b 是指粒度为 0.05—0.01 毫米的装药。从图中可以看出，当密度从 0.85 增加到 1.5 克/厘米³ 时，梯恩梯的临界直径减小 2/3 以上，其他炸药也有类似情

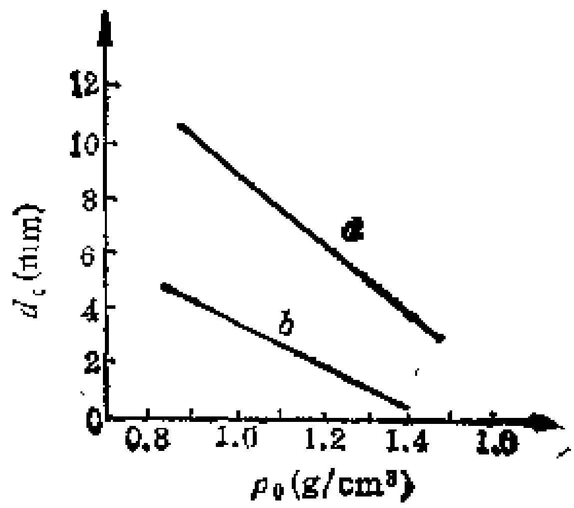


图 3-21　梯恩梯密度与临界直径的关系

况(梯恩梯最为明显)。

需要指出的是，当炸药被压缩到接近结晶密度时，临界直径反而增大，这是由于在接近于结晶密度时，爆轰传播的机理已由不均匀灼热机理改变为均匀灼热机理的结果。

4. 外壳对临界直径的影响

装药的外壳可以使炸药的临界直径减小，这是由于外壳限制了侧面稀疏波向转化区内渗透，因此有助于比较完全地利用爆轰波内的化学反应能量，也即减少能量的耗散。例如硝酸铵装在坚硬的钢管中，临界直径可由 100 毫米减小到 7 毫米。

但是，一般地说，只有在装药直径和密度都比较小的情况下，外壳对多数猛性炸药爆速的影响才表现得很明显。在装药密度和直径都很大时，这种影响表现得不甚明显。

波波列夫等人根据实验确定：

(1) 如果装药直径大于极限直径，任何强度的外壳也不能提高爆速；

(2) 在任何起爆冲量下，任何外壳对装药在给定密度下所特有的临界爆速都没有明显的影响。

(3) 有壳装药与无壳装药相比较，前者的 d_c 和 d_l 都要小得多，外壳的阻力越大，d_c 和 d_l 就越小。

表 3-11 所列出的是一些炸药的临界直径的实验测定值。

由表中数据可以看出：

(1) 迭氮化铅与硝酸铵的临界直径相差达 5000—10000 倍，因此常用迭氮化铅作为微秒雷管中的起爆剂。

(2) 泰安和黑索金的临界直径比梯恩梯的小得多，而且它们的爆速和爆压却比梯恩梯大得多，因此它们常用在雷管中作为主装药

表 3-11 某些炸药的临界直径

炸药名称	ρ(g/cm³)	颗粒度(mm)	装药条件	临界直径 d_c(mm)
迭氮化铅 $Pb(N_3)_2$	0.9—1.0	0.05—0.20	玻璃管壳	0.01—0.02
泰安 PETN	0.9—1.0	0.05—0.20	玻璃管壳	1.0—1.5
黑索金 RDX	0.9—1.0	0.05—0.20	玻璃管壳	1.0—1.5
苦味酸 PA	0.9—1.0	0.05—0.20	玻璃管壳	6
6# 硝铵炸药 21TNT/79AN	0.9—1.0	0.05—0.20	玻璃管壳	10—12
硝酸铵 AN	0.9—1.0	0.05—0.20	玻璃管壳	100
散装梯恩梯 TNT	0.9—1.0	0.05—0.20	玻璃管壳	8—10
注装梯恩梯 TNT	1.58	—	注装	26.9±0.1
梯恩梯25/黑索金75	1.72	—	注装	8.1±0.3
B 炸药 60RDX/40 TNT	1.70	—	注装	6.2±0.2
梯恩梯 95.2/铝 4.8	—	—	注装	22.6±0.7
奥索金 65/梯恩梯 35	—	—	注装	6.1±0.1
泰安 50/梯恩梯 50	1.65	—	注装	6.7±0.5
梯恩梯 80/铝 20	1.72	—	注装	18.3±1.1

(3) 注装的梯恩梯比散装梯恩梯的临界直径要大好几倍，这正如前面说明的那样是因为这两种装药的物理结构和状态不同，爆轰波传播的机理也不同的结果。

二、装药密度对爆轰传播的影响

如果装药的直径大于极限直径，根据理论推导，只有爆炸热 Q_w 和装药密度 ρ_0 才会对爆轰传播产生影响。在此种情况下，所有其他因素只能影响装药的爆轰敏感度和爆轰的起爆条件。

如前所述，对于如 TNT，RDX，PETN，HMX 和特屈儿等单质高效炸药，随着密度 ρ_0 的增加，爆速 D 提高，并且在

$\rho_0 > 1.0$ 克/厘米³以上时，爆速随密度的增加而线性地增加，这已为大量的实验数据所证实。但是随着装药密度的增加，爆速开始时增长较快，随后渐渐减慢，但是，甚至当密度达到最大密度时，爆速的增长也不停止。弗里德里克关于密度与爆速的关系之间的数据列于表 3-12。

表 3-12　几种炸药的爆速与密度之间的关系

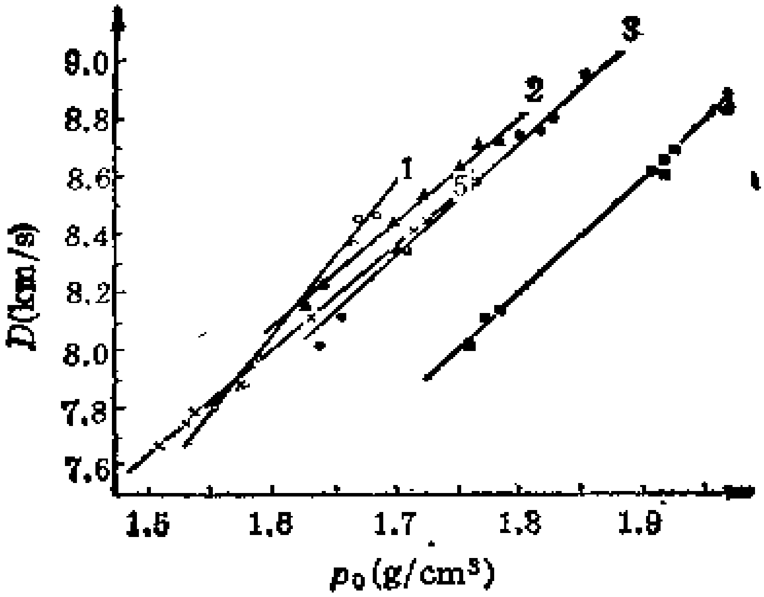
苦味酸 PA		梯恩梯 TNT		泰安 PETN		叠氮化铅 $Pb(N_3)_2$	
ρ_0(g/cm³)	D(m/s)	ρ_0(g/cm³)	D(m/s)	ρ_0(g/cm³)	D(m/s)	ρ_0(g/cm³)	D(m/s)
0.7	4020	0.52	3940	1.03	5615	1.06	2664
0.97	4963	0.69	4444	1.22	6357	1.18	3322
1.32	6190	0.96	5387	1.37	6970	2.56	4478
1.41	6510	1.22	6291	1.50	7418	3.51	4745
1.62	7200	1.42	7373	1.62	7913	3.96	5123
1.70	7483	1.68	7740	1.73	8350	4.05	5276

图 3-22(a),(b)表示了一些猛性炸药实测的爆速 D 与密度 ρ_0 的关系曲线。图 3-22(c) 表示了某些常用起爆药的爆速 D 与密度 ρ_0 的关系。根据大量的实验数据，由表 3-12 及图 3-22 得出爆速与密度之间的经验公式如下

$$D_{\rho_0} = D_{1.0} + M(\rho_0 - 1.0)$$

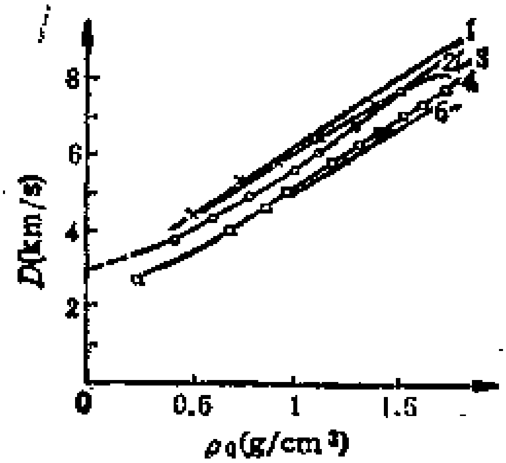
式中 D_{ρ_0} 为炸药在密度为 ρ_0 时的爆速(米/秒)，$D_{1.0}$ 为密度是 1.0 克/厘米³时的爆速(米/秒)，M 为与炸药性质有关的系数，表示炸药密度每增加 1 克/厘米³时爆速的增加量，单位为(米/秒)/(克/厘米³)。对于大多数猛性炸药，M 的值一般在 3000—4000 (米/秒)/(克/厘米³)。一些常用的炸药的 $D_{1.0}$，M 值的实验数据列于表 3-13。

常用起爆药的 M 值比较小，如迭氮化铅密度在 4.0 克/厘米³以上时，$D_{4.0} = 5100$ 米/秒，$M = 560$ (米/秒)/(克/厘米³)；雷汞的 $D_{4.0} = 5050$ 米/秒，$M = 890$ (米/秒)/(克/



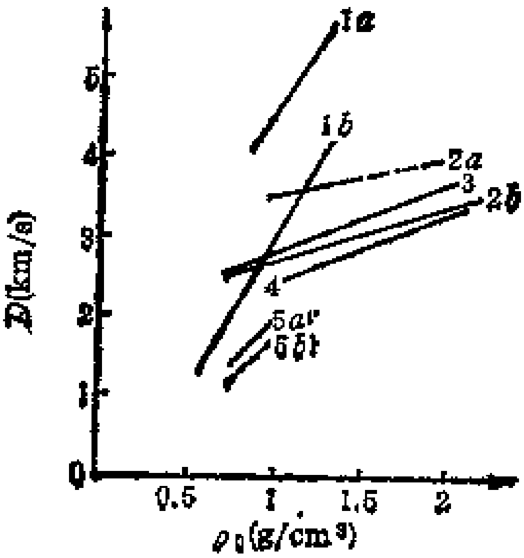
1-AE-1 2-RDX 3-HMX 4-6 号炸药 5-8321 炸药

(a) 五种高效炸药的 $D-\rho_0$ 关系曲线



1-RDX 2-PETN 3-60RDX/40TNT 4-PA 5-TNT

(b) 几种炸药的 $D-\rho_0$ 关系曲线



1-DDNP:2 毫米(a),1 毫米(b) 2-$Pb(N_3)_2$:库克数据(a),0.5—3 毫米(b) 3-AgN_3:0.5—3 毫米 4-雷汞 5-特屈拉烈

(c) 起爆药的 $D-\rho_0$ 关系曲线

图 3-22 密度与爆速的关系曲线

厘米³)。

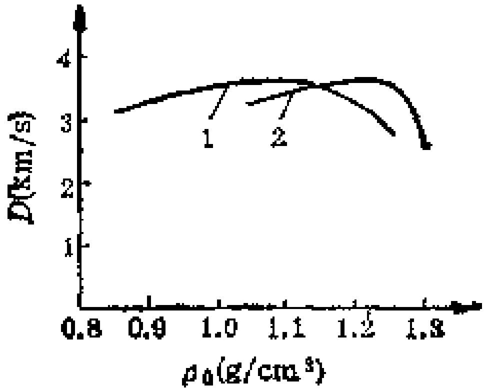
前面我们谈到随着密度的增加，炸药的爆速也增加，甚至

表 3-13　常用炸药的$D_{1.0}$和M值

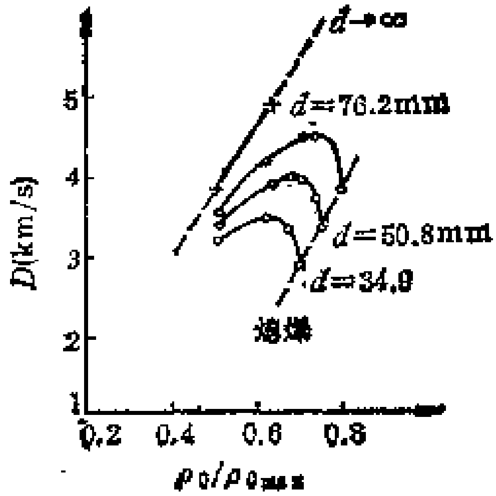
炸药种类	$D_{1.0}$ (m/s)	$M\ \frac{(m/s)}{(g/cm^3)}$
梯恩梯 TNT	5010	3225
特屈儿	5600	3225
黑索金 RDX	6080 5947*	3530 3590*
泰安 PETN	5500	3950
B 炸药	5690	3085
奥索金 HMX	5720	3733*
石蜡纯化黑索金 ATX-1	5260	4676*
6# 炸药	5245	3689*
8321 炸药	5873	3512*
RDX91/石蜡 9	5780	4000
73RDX/18AL/9 石蜡	4785	4415
42RDX/40TNT/18AL	4650	3605
喷特里特50PETN/50TNT	5480	3100
苦味酸 PA	5255	3045
阿玛托 50TNT/50AN	5100	4150
基纳 $C_4H_8N_4O_8$	5950	2930

* 号者为国内有关单位测定的数据。

达到最大密度时，爆速的增加也不会停止。可是某气富氧或缺氧组分构成的机械混合炸药，如矿用硝铵炸药，硝铵-铝混合炸药，硝铵-二硝基甲苯（DNT）和过氯酸铵炸药等，爆速开始时随密度的增加而增大，在密度增至某一值时，爆速达到最大值。此后密度再增加时，爆速反而下降，密度超过某一临界值(临界值与装药直径有关)时，就会发生所谓“压死”现象，即不能发生稳定爆轰了。此种现象可用第三种爆轰反应机理来解释，上述炸药的 D 与 ρ_0 的关系曲线如图 3-23（a），(b)所示。



1-NH_4NO_3/DNT(90/10)
2-NH_4NO_3/Al(90/10)
(a) 硝铵炸药的 D-ρ_0 关系



(b) 不同直径过氯酸铵的 D-ρ_0/ρ_{0max} 关系

图 3-23 某些炸药的 D 与 ρ_0 曲线

三、影响爆轰传播的其他一些因素

前面谈到的装药直径和密度是影响爆轰传播的主要因素，除此之外，下面的一些因素也是值得注意的。

1. 掺合物对爆轰传播的影响

向炸药中加入不同的掺合物，能影响爆轰的传播速度，例如向 RDX 中加入 5% 的石蜡，虽然降低了它对外界作用的敏感度，同时也降低了爆速；又如在梯恩梯中加入不同的掺加物(如表 3-14 所列)，虽然装药密度增大了许多但爆速都有不同程度的下降。

但是某些炸药加入少量掺合物时，反而会使爆速升高，例如在雷汞中加入少量石蜡，爆速有所提高，又如向炸药中加入适量的水份也会使爆速提高。例如向 TNT 中加入适量的水

也可得到提高爆速的效果，如 TNT 在 $\rho_0=1.64$ 克/厘米³时爆速为 6950 米/秒，但是用 75% 的 $TNT/NaClO_4\cdot H_2O$ 与 25% 的水调合成糊状炸药在 $\rho_0=1.51$ 克/厘米³时爆速却达到 7600 米/秒。这些都是例外的情况，表 3-15 列出了加入不同量的水，对爆速发生影响的实验数据。

表 3-14 不同掺合物对 TNT 爆速的影响

炸药组成	密度 ρ_0(g/cm³)	爆速 D(m/s)
纯 TNT	1.61	6850
$85TNT/15BaSO_4$	1.82	6690
$75TNT/25BaSO_4$	2.02	6540
74TNT/26Al	1.80	6530
50TNT/50NaCl	1.85	6010
$25TNT/75Ba(NO_3)_2$	2.525	4256
$15TNT/85Ba(NO_3)_2$	2.580	3421

表 3-15 掺水量对某些炸药爆速的影响

炸药	密度 (g/cm³)	不同掺水量时的爆速 (m/s)						
泰安 PETN	0.9	外加水%	0	10	20	40	60	—
		爆速 (m/s)	5353	5770	6250	7140	7500	
黑索金 RDX	0.9	外加水%	0	10	15	20	22	24
		爆速 (m/s)	6000	6320	6320	6600	6315	不爆
特屈儿	0.9	外加水%	0	10	15	16	18	20
		爆速 (m/s)	5170	5360	5360	5360	5360	不爆

由表中数据可看出，向散装炸药中加入适量的水可使爆速提高．对于这种现象的解释是，加入的水占据了炸药颗粒之间的空隙，而水的可压缩性比空气小得多，有利于冲击能量的传递及冲击压缩压力的提高，因而导致爆速的提高。

2. 炸药初始温度对爆轰传播的影响

炸药的初始温度对于 $d > d_c$ 的装药的爆速也有一定的影响。根据实验得到硝化甘油在 −5—33℃ 的温度范围内，爆速与温度 t 的关系如下式

$$D = 6.3521 - 0.004235t - (0.01541 - 0.0003105t)\frac{1}{d}$$

其中 t 以℃计，装药直径 d 以厘米计。

四、炸药的低速爆轰现象

实验表明，大多数凝聚炸药不但能在正常的 C-J 条件下进行稳定爆轰，而且在某一特定条件(如装药结构不均匀，装药直径低于极限直径，以及所受到的起爆作用较弱等)下，它们能以比 C-J 爆速低得多的速度进行稳定的低速爆轰。

实验研究还表明，起爆能量的强弱，可以使炸药以明显不同的爆速进行稳定传播。从表 3-16 中可以看出，硝化甘油在不同的起爆能量下爆速在 1760 米/秒的低速下爆轰，也可以在 8140 米/秒的理想爆速下传播。之所以产生低速爆轰现象的原因是由于爆炸物在反应区中没有充分的反应，所以只有一部分能量用来支持爆轰的传播，其余相当一部分能量是在

表 3-16　硝化甘油的高低速爆轰现象

装药直径 (mm)	硝化甘油的爆速 D (m/s)		
	2# 雷汞雷管引爆	6# 雷汞雷管引爆	8# 雷管引爆
25.4	2190	2025	8130
32.0	1760	1780	8140

爆轰波 C-J 平面之后的后燃阶段放出的，它们对爆轰波的传播速度没有作出贡献。

实验研究还发现：产生低速爆轰时，总有一个临界直径存在，而当装药直径大于该临界值，炸药只能产生高速爆轰，而不会发生低速爆轰现象。例如，颗粒尺寸为 1.0—1.6 毫米，密度为 1.0 克/厘米³ 的黑索金和梯恩梯，在装药直径小于 15 和 30 毫米时会发生低速爆轰现象（爆速 < 2000 米/秒），因此，15 和 30 毫米分别是黑索金和梯恩梯在上述条件下的产生低速爆轰的临界直径。

于是在爆轰理论中又出现了低速爆轰向高速爆轰的转化过程这样一个课题，该课题在工程应用方面是一个很值得研究的课题。

实验研究还发现：

（1）在装药中激起低速爆轰的传播之后，若装药直径足够大，则这种低速爆轰沿装药传播一段距离后能自动转化为高速爆轰。

（2）在岩石爆破实践中发现，若将炸药完全填满炮眼时，炸药通常是以高速进行爆轰的。但是，若未将炮眼装满或装药包装不好，以及形状不规则造成装药与炮眼之间有较大空隙时，炸药通常以低速进行爆轰。

第四章 大气中爆炸理论及其作用

§4-1 大气中爆炸的物理现象

一、冲击波的基本概念

气体的一维等熵流动是气体动力学中很简单的，然而又是极其重要的流动。它表明了气体一维等熵流动的规律，对于在大气中的爆炸来说，它又帮助我们对爆炸气体产物的一维流动及其对外界的作用等问题进行分析研究。因此，在研究大气中的爆炸理论之前，我们先介绍一下气体一维等熵流动及冲击波的概念。

所谓一维流动，系指在某一空间坐标 x 等于常数的平面上流动参数都是均匀分布的，所以在给定坐标 x 处的流动参数都只是随时间变化的流动。在这样的流动时，其参数 ρ, P, T, v, C_x 等都是 x 和 t 的函数，诸如 $P = P(x, t)$，$\rho = \rho(x,t)$…… 等等。在气体动力学中，在等截面直流管中的流动可以算是严格的一维流动。气体在实际管道中的流动都不是真正的一维流动，但在工程上，只要在同一截面上参数的变化比沿流动方向参数的变化小得多，就可以近似的看作一维流动。所以在实际流动中，如果能合乎下列一些条件，就可以近似地当作一维流动来处理：

(1) 沿流动方向管道的截面积变化率比较小，这样在每个截面上，气流的径向分速度将远小于轴向分速度，因而可以

认为气体基本是沿管轴流动的，或者说是沿一个方向流动的；

(2) 管道轴线的曲率半径比管道直径大得多，这样在同一截面上的压强(或其他参数)可以认为具有同一的数值；

(3) 沿管道各截面的速度分布型和温度分布型的形状不变。

在实际流动中，每个截面上流动的物理参数(速度、温度、密度、压强等)都是不均匀的。但是，在一维近似法中，假定用各截面上物理参数的平均值来代表各截面的参数。

一维流动中又可分为一维定常流动和一维非定常流动，所谓一维定常流动是指垂直于流动方向的各截面上，流动的物理参数都均匀一致，且不随时间而变化的流动。所以也可说流动参数的函数表达式中不含有时间 t 的流动。显然在一维定常流动中，气流参数的值只与坐标 x 有关，当 x 给定后，各参数不再随 t 变化。 相反的，流动参数，不但与坐标 x 有关，而且也随时间 t 而变化的流动称为一维非定常流动。 当然，对于一些工程问题，由于所取空间坐标不同，可以把非定常流动简化为定常流动来处理。

1. 一维流动的基本方程式

在一维流动中，须确定下面四个未知参数，即

$$P = P(x,t),\quad \rho = \rho(x,t),\quad v = v(x,t)$$

及

$$T = T(x,t).$$

求解上述四个未知数，必须建立四个方程式，因为气体的运动可以看作为连续的质点系的运动，因此它必定遵守一般力学的定律，如质量、动量、能量守恒或牛顿定律等。但是与一般的机械运动不同，气体的运动又具有其特殊性，即由于气体具有可压缩性，在其运动过程中，伴随有压力、密度、温度和速度等的状态参数的变化，所以还应该遵守热力学的一些基本定

律，如热力学第一、第二定律，以及状态方程等。

由此我们可以建立四个方程：

连续方程——连续方程是把质量守恒定律应用于运动流体所得到的数学关系式

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v)+\frac{\partial \rho}{\partial t}=0$$

或

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+v\frac{\partial \rho}{\partial x}+\rho\frac{\partial v}{\partial x}=0 \tag{4-1}$$

欧拉方程——欧拉方程(也叫动量方程)是牛顿第二定律应用于运动流体所得到的数学关系式。对于一个确定的体系，该定律可表述为：在某一瞬时，体系的动量对时间的变化率等于该瞬时作用在该体系上的全部外力的合力，而且动量的时间变化率的方向与合力的方向相同

$$\frac{\partial v}{\partial t}+v\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}=0 \tag{4-2}$$

能量方程——能量方程是热力学第一定律应用于流动气体所得到的数学表达式。在工程热力学中，一维定常流动的能量方程式又叫热焓形式的能量方程式。它表明，外界加给气流的热量和外界对气流所作的机械功用来增大气体的焓和动能

$$\frac{ds}{dt}=\frac{\partial s}{\partial t}+v\frac{\partial s}{\partial x}=0 \tag{4-3}$$

状态方程

$$P=P(\rho, T) \tag{4-4}$$

由上述 4 个方程式可解气体一维流动的 4 个未知数.

2. 冲击波的概念

冲击波在爆轰波传播过程中，有着十分重要的作用，同时

它对研究爆炸在各类介质中的作用也有很大意义。在上个世纪后期，雨贡纽等人已奠定了冲击波的基础理论。

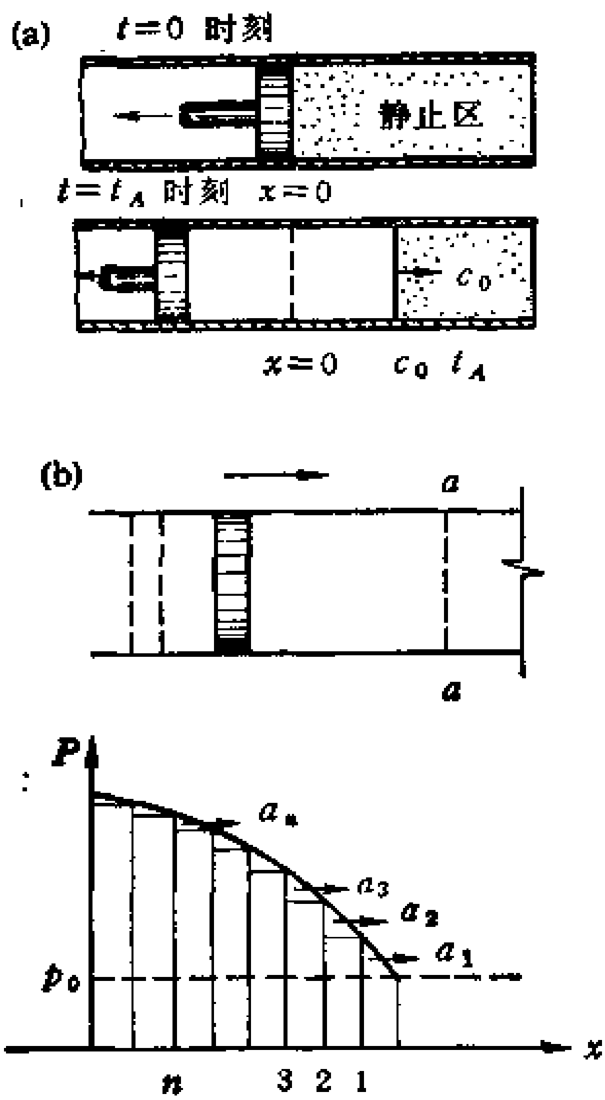


图 4-1 形成冲击波的示意图

冲击波乃是一种强烈的压缩波。冲击波波阵面通过前后，介质的状态参数不是连续的，而是一种突跃的间断变化。因此冲击波的实质乃是一种状态突跃变化的传播。

产生冲击波的原因很多，如炸药爆炸，高压的爆炸气体产物向其周围介质的迅速扩张，强烈压缩周围介质而形成冲击波，在高空中的高速运动物体(如飞机、火箭、导弹、子弹等)以超声速运动时，也在空气中形成冲击波，高速粒子碰撞固体，高速物体(如流星等)碰撞地面等都能形成冲击波。

典型的形成冲击波的过程可以用活塞在无限长管子中的运动来加以说明。在充有气体的管子中，用活塞以某一加速度向前运动时(如图 4-1 所示)，管内空气就会不断地受到压

缩，压缩层的前边界 a-a 称为波前。在开始时，越接近活塞的空气层，压缩得越厉害，而离活塞较远的空气层就压缩得较少，所以压缩层中气体压力的瞬时分布呈图 4-1(b) 所示的情况。压力的变化是连续的。

我们把压缩层的空气分成许多薄层来研究，对每一薄层空气来说，其前后压力的变化 ΔP 都很小，因而它们都以声波的传播速度在前一层空气中传播。由于不同薄层向前传播的速度是不相等的，越靠近活塞处的薄层，空气压力越大，压缩得越厉害，波的传播速度越大。这样，后面的扰动(空气的压缩)，必定逐渐赶上前边界(前面的空气薄层)，最后在前边界处形成一个参数(压力、密度、温度等)的突变(又称强间断)，并

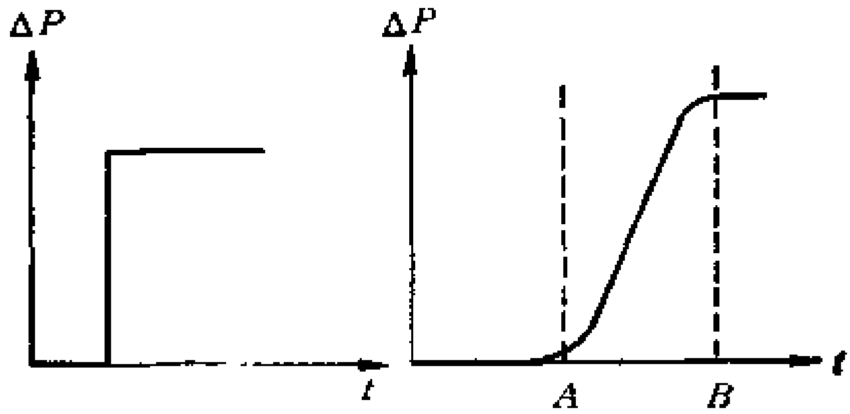


图 4-2 冲击波波阵面结构

不断地向前传播，如图 4-2 所示。我们把这种不断向前传播的空气参数的突变称为空气冲击波。也可以说，空气冲击波就是向前传播的"强间断"。参数突变区域的前边界或强间断面，称为冲击波的波阵面。冲击波波阵面的结构，如图 4-2 所示，在基准面 A 与 B 之间的薄层内，空气参数发生着一个状态到另一个状态的突跃。这个薄层的厚度非常小，在理论上可

以简化为一个面，理想的冲击波，认为形成这个薄层（阵面）所需要的时间趋近于零，实际冲击波是零点几个毫秒到几个毫秒，实质上这个薄层就是冲击波的波阵面。从理论上来说，冲击波波阵面的厚度接近于自由分子的行程，大约为 $d=4\times10^{-5}$ 厘米。

需要指出的是，在充满气体的管子中用活塞加速运动形成冲击波时，并不要求活塞的速度超过未受扰动气体中的声速（而飞机、火箭等的飞行形成冲击波的速度必须超过空气中的声速）。因为在此条件下活塞运动给于其前面气体的能量不损失于侧面，而是全部积聚于前面受压气体当中，从而比较容易造成气体压力、密度、温度等参数的突变。由实验表明，当活塞速度为10米/秒时，形成的冲击波阵面上的压力为 1.05 千克/厘米^2；而当活塞速度为 50 米/秒时，所形成的冲击波阵面上压力为 1.25 千克/厘米^2；当活塞速度接近于未受扰动空气的声速时，冲击波阵面上的压力为数个大气压。

因此冲击波是一种强压缩波，与弱波相比较，它有如下的特点：

（1）冲击波阵面通过前后，介质的参数是突跃变化的，即很薄的冲击波阵面两侧介质参数的相差不是一个微量，而是一个有限量；

（2）冲击波的传播过程，虽然是绝热的，但却不是等熵（没有熵的变化）的，从理论上可以证明冲击波传过后，介质的熵是增加的，且是绝热不可逆过程；

（3）冲击波的传播速度相对于未扰动介质而言是超声速的；即 $D>v_0+C_{s_0}$，若 $v_0=0$ 时，则 $D>C_{s_0}$。v_0 和 C_{s_0} 分别为未扰动介质的质点速度和声速；

（4）冲击波传过后，介质获得了一个与波传播方向相同

的移动速度，即 $v_1 - v_0 > 0$；

(5) 冲击波的传播速度相对于波阵面后已受扰动的介质而言，是亚音速的，即 $D < v_1 + C_{\pi_1}$。冲击波的传播速度取决于它本身的强度，而弱波则不然；

(6) 冲击波没有周期性，而是一次增密突跃式的传播。

二、大气中爆炸的物理现象

装药在空气中爆炸时，在有限的空间中迅速释放出大量的能量，这就导致了爆炸气体生成物的压力和温度局部上升，使其周围介质受到高温，高压爆炸产物的作用。根据爆轰理论，爆炸产物向某一介质中飞散时，在飞散的瞬间，该介质中必然产生冲击波。在它形成的初始阶段，它以爆炸产物一样的速度运动。在此瞬间，爆炸气体生成物的飞散速度接近于炸药的爆速（当然这两个速度在物理概念上是完全不同的），由于爆炸产物与介质的物理特性的关系不同，在爆炸产物中可能形成冲击波（指强压缩波），也可能形成稀疏波。尔后爆炸产物逐渐膨胀，并且席卷了全部增大了的空气质量，因而爆炸产物的抛散速度随着它的膨胀程度而下降，并且产生空气冲击波的断离。具有高速的空气冲击波借助从爆炸产物所获得的能量，继续向前传播。在裸露装药的条件下，空气冲击波的断离是发生在距离爆炸中心约 8—15 r_0（r_0 为装药半径）的距离上。空气冲击波与爆炸产物断离后，在爆炸产物与波阵面之间形成压力下降区，在压力下降区中压力逐渐下降到大气压和低于大气压（稀疏区）．从长度达 6—10 r_0 的稀疏区，稀疏波从波阵面移向扰动中心，在波中由于压缩的不可逆性会发生能量的弥散，机械能由于粘性而转变为热能，导致波的压

强下降。

在爆轰波接近装药和介质的分界面时，介质中产生冲击波，其初始强度决定于爆轰波参数（D，P，ρ，T），介质的力学特性及其压缩性和密度。 当爆炸产物向某一个介质中飞散时，爆炸产物中所产生的过程的性质取决于两介质（介质——爆炸产物）分界面上的压力突变。如果

$$P_D < P_x$$

式中：P_D 为爆轰波阵面上的压力；

P_x 为介质分界面上的压力。

那么反射冲击波便沿着爆炸产物而传播。如果爆轰波接近分界面的瞬间，爆轰产物内的压力下降，那么沿着爆炸产物传播的将是稀疏波。分界面上的压力变化性质，取决于爆炸产物和介质密度与压缩性之间的关系（此种性质相当于应力波在两种不同性质的介质中传播）。 如果介质密度大大超过爆炸产物的密度，则沿着爆炸产物传播的就是反射冲击波。反之，介质密度小于爆炸产物密度时，那么沿着爆炸产物传播的就是稀疏波。

很显然，在大气中的爆炸，由于空气介质的初始压力和密度都很低，因而从分界面沿着爆炸产物传播的是稀疏波。稀疏波到达之处，压力迅速下降。另一方面，在界面处的爆炸产物以极高的速度和压力向周围介质飞散，强烈地压缩着邻近的空气介质，使其压力、密度和温度产生突跃，形成初始冲击波。

因此，在大气中的爆炸，当爆轰波到达爆炸产物与周围介质的分界面时，出现两种情况：一方面向爆炸产物内传播稀疏波；另一方面在空气介质中形成初始冲击波。对于一维流动，爆轰波到达界面之前和到达的初始阶段的压力分布如图4—3所示。

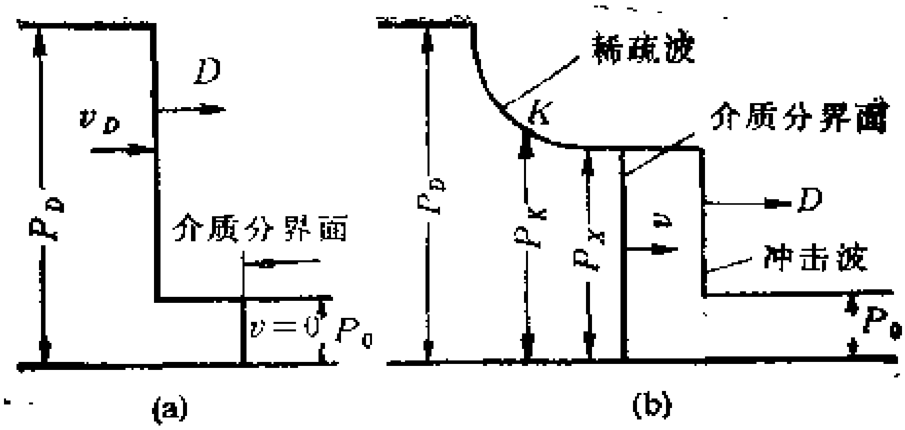


图 4-3 冲击波初始参数 ($P_x<P_D$)

图中 P_0 为未经扰动时的空气压力；P 为空气冲击波的阵面压力； P_x 为爆炸产物和压缩空气层界面处压力； P_D 为爆轰波压力。

爆炸产物此后的膨胀速度和压力，随着距离的增大而很快衰减。初期，由于它的推动，如同运动的活塞一样，由爆炸产物不断的把能量补充给压缩空气层，后来，由于爆炸产物的能量已消耗怡尽，就无力再压缩周围的空气了。实验表明，当冲击波阵面上压力低于 20 千克/厘米^2 时，爆炸产物的"活塞"作用实际已经停止了。

最后，对于大气中的爆炸现象可以概括为：由于炸药的爆炸反应的结果，使得炸药几乎是瞬时地转换成处于高压(10^5—3×10^5 千克/厘米^2)和高温(3.5×10^3—4×10^3℃)状态的爆炸气体(产物)，气体猛烈地向周围介质(空气)膨胀，压迫周围介质，形成冲击波，这时爆炸气体中的能量转换成冲击波的能量。由于爆炸气体的能量迅速衰减，直到等于大气压力，于是冲击波不再接受爆炸气体的能量，而开始脱离爆炸气体而继续独立地向前传播。由于惯性的作用，爆炸气体质点继

续运动，它们的压力下降到低于大气值。由于稀疏波在冲击波后面传播，且由于周围空气的压力较高，又由于惯性的缘故，使得爆炸气体的压力将逐渐地增加，直到稍微超过大气压力，以及造成使爆炸气体再行膨胀的条件。这样往复数次，形成所谓的"爆炸气体-空气"体系的自由振荡(脉动)。

在核反应的情况下，由于 10^6—10^7 K 的高温，使得核装药的不反应部分和它的外壳变成等离子状态。光辐射热使得邻近的空气层变得灼热，并使它们也变成等离子状态。由于高压(10^9—10^{10} 千克/厘米^2)的缘故，产生了一个热力学发亮区域。最初等离子的扩张比发亮的灼热带要慢得多。稍后，在 3×10^5K 的温度下，使热力学膨胀的速度和发亮的灼热带变成相等；这个发亮区域就是原子弹爆炸时俗称的火球。在火球阵面的前沿，产生了空气压缩层，即产生空气冲击波。火球膨胀而形成的空气冲击波压力慢慢地(相对于化学爆炸，时间要长得多)降低到大气压力；以后就如同化学爆炸一样，形成稀疏波和脉动。核爆炸中，仅只有装药总能量的 50% 转换成冲击波能量，其余的能量为光辐射占总能量的 35%；贯穿辐射(中子流)占 10%，放射性沾染占 5%。

三、爆炸产物的膨胀

如果装药是在无限大气中爆炸的，则不难看到，爆炸产物膨胀的最初阶段，压力下降非常快。例如，对于中等威力的炸药，在压力 $P \geqslant P_K \approx 2000$ 千克/厘米^{2}时，爆炸产物的膨胀规律可以近似地用下式表示

$$PV^3 = 常数$$

或

$$\bar{P}_D V_0^3 = P_k V_k^3 \qquad (4\text{-}5)$$

式中 $\bar{P}_D$ 为爆炸产物的平均初始压力，V_0 为装药的初始容积，V_k 为与压力 P_k 相对应的容积。

为使问题简化起见，我们设装药为球形(一种最普通的装药形状)，则 $V \propto r^3$，$P \propto r^{-9}$，假设爆炸产物的半径 r 膨胀到 $1.5\,r_0$(r_0 为原始装药的半径)，那么压力变化为

$$P = \bar{P}_D \left(\frac{r_0}{r}\right)^9$$

而

$$P_D = \frac{1}{8}\rho_0 D^2$$

对于中等威力炸药，$\rho_0 = 1.6$ 克/厘米^3，$D = 7000$ 米/秒，$\bar{P}_D \approx 100000$ 千克/厘米^2，于是

$$P_{1.5r_0} = 10^5\left(\frac{r_0}{1.5r_0}\right)^9 = 2600 \text{ 千克/厘米}^2$$

由此可知，爆炸产物的半径增加一半时，其压力从 10^5 千克/厘米^{2}下降到 2600 千克/厘米^2。所以，可以得出结论，爆炸产物膨胀的最初阶段压力下降很快。在 $r \geqslant 1.5r_0$ 以后，由于爆炸产物的压力仍很高，它还将继续膨胀，一直到与周围未经扰动介质的压力 P_0 相等时为止。爆炸产物压力下降到 P_0 时的体积 V_2 称为爆炸产物的极限体积。此时由于爆炸产物的压力 $P < P_k$，所以 (4-5) 式已不适用，此时的膨胀规律应采用下式

$$PV^k = \text{常数} \qquad (4\text{-}6)$$

式中 k 是爆炸产物的绝热指数，一般取 1.2—1.4，于是

$$P_0 V_2^k = P_k V_k^k$$

或

$$\frac{V_l}{V_0}=(V_kV_l)/(V_kV_0)\doteq(\bar{P}_D/P_k)^{\frac{1}{3}}(P_k/P_0)^{\frac{1}{k}}$$

如果 $\bar{P}_D=10^5$ 千克/厘米^2，$P_0=1$ 千克/厘米^2，$k=\frac{7}{5}\approx1.4$，得

$$\frac{V_l}{V_0}=50^{1/3}\times 2000^{\frac{5}{7}}=800，$$ 当 $k=\frac{5}{4}=1.25$ 时得

$$\frac{V_l}{V_0}=1600$$

因此，对于中等威力的炸药，爆炸产物膨胀到 P_0 时的体积为原始体积的 800—1600 倍。换算成半径时，极限体积的半径对于球形装药约为原体积半径的 10 倍，对于柱形装药约为 30 倍。由此可见，爆炸产物飞散的距离并不大，因而爆炸产物直接对目标的作用距离是很近的。

如前面所述，因为惯性的作用，爆炸产物扩张到 P_0 时并没有停止运动，而是继续膨胀，一直到因惯性而产生的此种效应消失为止。这时爆炸产物膨胀的体积达到最大值(约为 1.3—1.4V_l)，而压力低于未扰动空气的压力 P_0，因周围空气压力大于爆炸产物的压力，反过来周围空气对爆炸产物进行压缩，而使爆炸产物压力又开始增高。同样由于惯性的作用，使爆炸产物的压力又稍大于 P_0。并开始爆

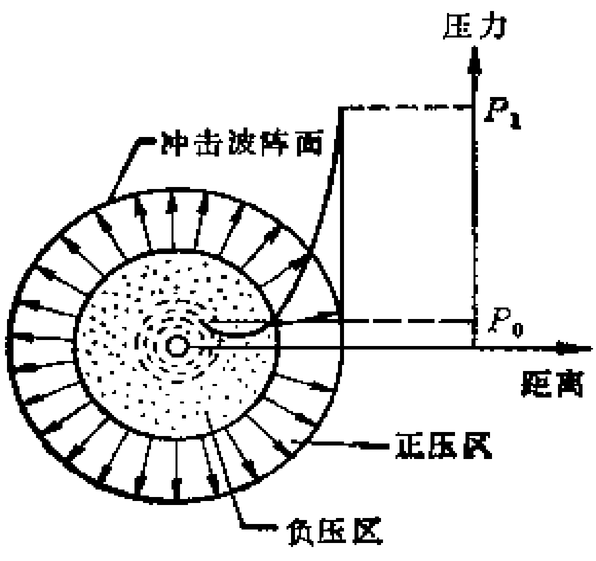


图 4-4　冲击波阵面后压力分示布意

炸产物第二次膨胀和压缩的脉动过程。爆炸产物与周围空气的界面，最初是分开的，以后由于脉动过程，特别是分界面周围产生涡流现象，使得界面愈来愈模糊，最后爆炸产物与周围空气混合在一起。

前面谈到，当爆炸产物停止膨胀时，空气冲击波就与爆炸产物脱离，并独自向前传播，两者开始脱离的精确距离很难确定。对于球形装药爆炸时，认为近似地发生在10—15倍装药半径r_0处，这时空气冲击波阵面压力为10—20千克/厘米^2，波速为$D=1000$—1400米/秒，冲击波阵面后面的质点速度$v=800$—1200米/秒，冲击波阵面后压力分布情况如图4-4所示。中心为装药爆炸前的位置，中间是压力不大的爆炸产物，最外面为空气冲击波波阵面，其压力最大，又称为峰值压力。波阵面的后面，压缩区的压力衰减很快，在压缩空气层的后面有一负压区(又称稀疏区)，其压力低于未经扰动介质的压力P_0，实际上在$\frac{\partial P}{\partial x}<0$的压力下降区均为稀疏区。

四、空气冲击波的形成和传播

如前所述，爆炸后的高温高压的爆炸产物，迅速向外扩张，此时可把爆炸产物的扩张过程看作是一个管子中的活塞运动。当“活塞”向外高速运动时，便对周围的空气进行压缩，并使周围空气形成压力很高的初始空气冲击波(约为10^3千克/厘米^{2}的数量级)。而后，由于爆炸产物膨胀速度的衰减，冲击波阵面后的压力相应地下降。当爆炸产物膨胀到极限体积时，空气冲击波的尾部与爆炸产物相邻界面处的压力相应地降到P_0。以后，爆炸产物由于惯性作用，继续膨胀……

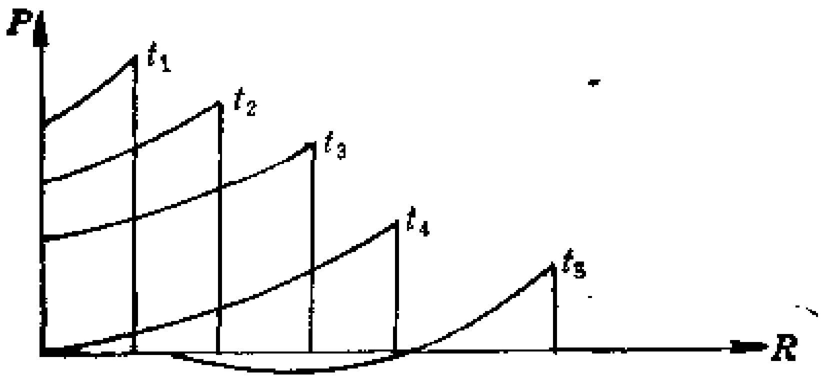


图 4-5 冲击波在空气中的传播

炸药爆炸后的空气冲击波脱离爆炸产物后，独立地向外传播的情况，如图 4-5 所示。

由图 4-5 可以看出：

（1）随着空气冲击波的向外传播，其正压区不断拉宽。这是因为冲击波的阵面以超声速的速度 D 向前传播，而正压区的尾部是以与压力 P_0 相对应的空气声速 C_{x_0}（$C_{x_0} < D$）运动的缘故。

（2）随着空气冲击波的向外传播，波阵面的压力 P 和传播速度 D 等参数迅速下降。

其原因是：首先，冲击波是以球形（对于球形装药）向外扩张的，则随着传播距离的增大，波阵面的面积增大，因此，即使没有其他能量损耗，在波阵面单位面积上的能量分布也将迅速减少；其次，空气冲击波正压区随着波的传播不断拉宽，受压缩的空气量不断增加，使得单位质量空气的平均能量不断下降；此外，冲击波的传播不是等熵的，在波阵面上熵是增加的，因此在传播过程中始终存在着因空气受冲击绝热压缩而产生的不可逆的能量损失，并且冲击波越强，这种不可逆的能量损耗越大。因此，冲击波传播过程中波阵面压力是迅速

衰减的。并且初始阶段衰减快，后期衰减渐缓。由实验表明，其衰减是按指数规律进行的，如图 4-6 所示。

对于核爆炸来说，空气冲击波在无限大气中以超声速传播，它好象是一个双层球体，如图 4-7 所示（对化学爆炸也适用），外层是压缩区，其前边界叫做冲击波的波阵面；内层是稀疏区，其压力小于未扰动的大气压力。

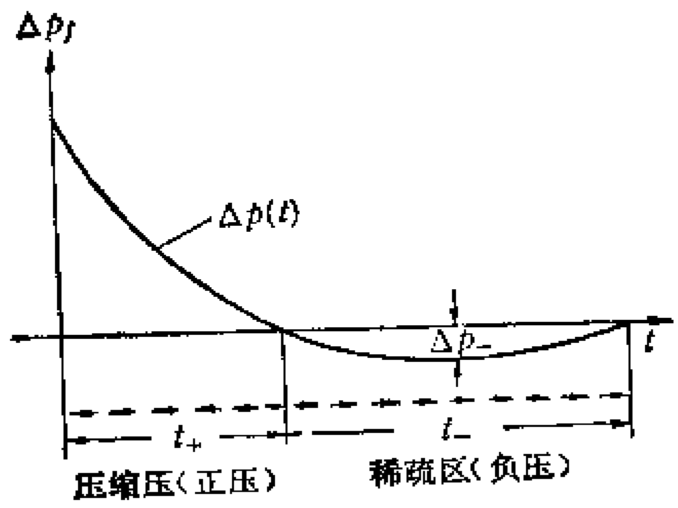


图 4-6　冲击波波形图

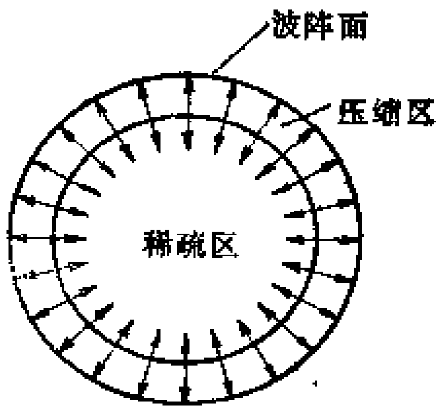


图 4-7　球形装药爆炸冲击波传播的情形

§4-2 大气中爆炸时空气冲击波的初始参数

炸药爆炸时的作用机理，首先是其爆轰生成物强烈冲击紧贴装药邻近的介质。爆轰产物冲击邻近介质时，必将产生冲击波，由于爆炸产物与介质的物理特性的不同，爆炸产物中可能形成冲击波，也可能形成稀疏波。因此对爆轰时形成冲击波最初参数的了解，对于评定炸药对紧贴装药邻近介质的作用，及冲击波传播规律的研究，是很有益处的。

当爆轰生成物进入任何介质时所产生的冲击波，其最初

参数的大小决定于装药(炸药)爆轰所产生的爆轰波参数(D, P_D, ρ_D)和介质的力学特性及其压缩性和密度，而不决定于装药重量和爆轰波(在 $C-J$ 爆轰条件下)阵面和冲击波阵面的形状。冲击波初始参数所以和上述因素没有关系，是因为爆轰波参数与装药重量及波阵面形状无关，而与装药密度和炸药的爆热(潜能)有关的缘故。

由于空气是一种 ρc 较低的介质，所以炸药在大气中爆炸所形成的初始冲击波阵面上的压力 P_x 小于 $C-J$ 平面上的爆轰波压力 P_D。因此空气冲击波初始参数确定的原理与本章第一节所述之 $P_x < P_D$ 情况相类似。不同之处是，空气中爆炸冲击波阵面的初始压力 P_x 更低一些(约为 5×10^2—10^3 千克/厘米^{2}的数量级)，而炸药爆炸产物由 P_D (约 10^5 千克/厘米^2 的数量级)膨胀到这样低的 P_x 值的过程是不等熵的。也就是说，爆炸产物由 P_D 膨胀到 P_x 的过程中，绝热指数 γ 随着压力的降低而不断地减小的。由此可知，若要精确的确定空气中爆炸冲击波的初始参量，应先确定爆炸产物的绝热指数随压力 P 的变化规律。然而各种炸药爆炸产物的 $\gamma(p)$ 函数关系本身还是一个在理论和实验上待研究的课题。因此，我们只能用近似的方法来确定空气冲击波的初始参数。

朗道和斯达纽柯维奇建议在计算冲击波初始参数时，考虑爆轰产物的膨胀过程可用两种等熵式来描述，因此将爆轰产物的膨胀过程近似地分为两个阶段：第一阶段爆轰产物由压力 P_D 膨胀到某一临界压力 P_K(如图 4-3(b)所示)，在此阶段绝热指数 k 保持不变，即爆轰产物的膨胀遵守下面的规律：

$$P_D V_D^k = P_K V_K^k \tag{4-6a}$$

在第二阶段，爆轰产物的压力从 P_K 膨胀到 P_x，此过程中爆轰产物遵循理想气体的等熵方程，即

$$P_K V_K^{\gamma} = P_x V_x^{\gamma} \tag{4-6b}$$

式中：P_D 和 V_D 为爆轰波阵面上的压力和爆轰产物的体积；

P_K 和 V_K 为爆轰产物膨胀到共轭点 K 时的压力和体积；

P_x 和 V_x 为爆轰形成初始冲击波阵面上的压力和爆轰产物的体积。

绝热指数 k 和 γ 是爆轰产物在两个阶段的绝热指数，通常 $k=3$，$\gamma=1.2-1.4$。

P_K 和 V_K 可用爆轰波的雨贡纽方程来计算

$$\frac{P_D V_D}{(k-1)} = P_K V_K/(k-1) + \Delta Q$$

$$= \frac{P_D}{2}(V_0 - V_D) + Q_w \tag{4-7a}$$

式中 ΔQ 为爆轰产物膨胀至 K 点时剩余能量；

Q_w 为炸药的原始爆热。

计算表明 $\frac{P_K V_K}{(k-1)}$ 的值远小于 $\frac{P_D V_D}{(k-1)}$，因此忽略 $\frac{P_K V_K}{(k-1)}$ 上式可以改写为

$$\frac{P_D V_D}{(k-1)} + \Delta Q = \frac{1}{2} P_D V_D \left(1 - \frac{V_D}{V_0}\right) + Q_w \tag{4-7b}$$

由爆轰理论可知

$$P_D = \frac{1}{k+1}\rho_0 D^2, \quad V_D = \frac{k}{k+1} V_0$$

所以

$$\Delta Q = Q_w - \frac{D^2}{2(k^2-1)} \tag{4-7c}$$

由于 ΔQ 为热能，所以 $\Delta Q = C_v T_k$。当 $P < P_K$ 时，爆轰产物可以假定为理想气体，因此

$$P_K V_K = RT_k = \frac{R\Delta Q}{C_v} = (\gamma - 1)\Delta Q \qquad (4\text{-}7d)$$

联立解方程（4-7a）和（4-7d）可得到 P_K 和 V_K 的值。

但为计算 γ 必须知道爆炸产物的成分，对于普通猛炸药的爆轰产物可以取 $\gamma \approx 1.3$。

现在来计算空气冲击波的初始参数。当稀疏波传入爆炸产物中后，产物迅速由 P_D 膨胀为 P_x，在这一过程中产物的速度由 v_D 迅速地增大为界面处的运动速度 v_x，由爆轰理论可知

$$v_x = v_1 + v_D \qquad (4\text{-}8a)$$

式中 v_1 为反射稀疏波传入爆炸产物时，产物质点获得的速度增量，且为

$$v_1 = \int_{P_x}^{P_D} \frac{dP}{\rho c}$$

式中 ρ · c 分别为爆轰产物的密度和相应的声速。

因为上面我们已近似地认为爆轰产物按两个阶段膨胀，所以

$$v_1 = \int_{P_K}^{P_D} \frac{dP}{\rho c} + \int_{P_x}^{P_K} \frac{dP}{\rho c}$$

将上式积分，则得

$$v_1 = \frac{2}{k-1}(C_D - C_k) + \frac{2}{\gamma - 1}(C_k - C_x)$$

式中

$$C_k = \sqrt{\gamma P_K \frac{1}{\rho_k}},$$

于是

$$v_x = v_D + \frac{2C_D}{k-1}\left(1 - \frac{C_k}{C_D}\right) + \frac{2C_k}{\gamma - 1}\left(1 - \frac{C_x}{C_k}\right) \qquad (4\text{-}8b)$$

已知:

$$v_D = \frac{D}{k+1}; \quad C_D = \frac{kD}{k+1};$$

$$\frac{C_k}{C_D} = \left(\frac{P_K}{P_D}\right)^{\frac{k-1}{2k}} \quad 和 \quad \frac{C_x}{C_k} = \left(\frac{P_x}{P_K}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}$$

式中 C_D, C_k, C_x 分别为爆炸产物膨胀时相应状态的声速。
代入 (4-8b) 式后可得

$$v_x = \frac{D}{k+1}\left\{1 + \frac{2k}{k-1}\left[1 - \left(\frac{P_K}{P_D}\right)^{\frac{k-1}{2k}}\right]\right\} + \frac{2C_k}{\gamma-1}\left[1 - \left(\frac{P_x}{P_D}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}\right] \tag{4-8c}$$

当爆炸产物向真空中飞散时，$P_0 = 0$，此时爆炸产物的飞散速度要增大，其极限速度为

$$v_{xm} = \frac{D}{k+1}\left\{1 + \frac{2k}{k-1}\left[1 - \left(\frac{P_K}{P_D}\right)^{\frac{k-1}{2k}}\right]\right\} + \frac{2C_k}{\gamma-1} \tag{4-8d}$$

爆炸产物在空气中飞散速度低的原因是由于受到形成初始冲击波的影响。

在最初的瞬间，爆裂产物的飞散速度与冲击波阵面后的空气速动速度相吻合，所以空气冲击波必然是强冲击波，其关系式为

$$D_x = \frac{\gamma_a + 1}{2} v_x \tag{4-9}$$

$$P_x = \frac{\gamma_a + 1}{2} \rho_a v_x^2 \tag{4-10}$$

或

$$v_x = \sqrt{\frac{2}{\gamma_a + 1} \cdot \frac{P_x}{\rho_a}}$$

式中：γ_a 为空气的等熵绝热指数(对于强冲击波 $\gamma_a=1.2$)；

ρ_a 为冲击波阵面前未经扰动的空气密度。

由（4-8b）和（4-10）式就可以确定空气冲击波的初始参数，对某些猛炸药的计算结果列于表 4-1 中。表中最后一项列出的爆轰产物的飞散速度 v_{xm} 是在真空中的极限速度，它大大超过爆轰速度 D。向空气中飞散时，冲击波的初始速度 D_x 接近于爆轰速度。

从计算结果与实验数据看出，计算数据要比实验测定的数据小一些。

谢赫捷尔（Б. И. Шехтер）用直径为 23 毫米的装药爆轰，所得的实验数据列于表 4-2。若从表中第一段上的速度值作为空气冲击波的初始速度，则对 ρ_0 为 1.6 克/厘米³的梯恩梯装药，其爆轰产物分界面的空气质点初始速度

$$v_x=\frac{2D_x}{\gamma_a+1}=6800\ 米/秒,$$

而

$$P_x=\frac{2\rho_0 D_x^2}{\gamma_a+1}=640\ 千克/厘米^2,$$

表 4-1 空气冲击波的初始参数(计算值)

炸药	ρ_0 (g/cm³)	D (m/s)	Q_w (kcal/kg)	ΔQ (kcal/kg)	P_t (kg/cm²)	P_x (kg/cm²)	v_x (m/s)	D_x (m/s)	v_{xm} (m/s)
梯恩梯	1.60	7000	1000	285	1450	570	6450	7100	10500
黑索金	1.60	8200	1300	310	1500	760	7450	8200	11900
安	1.69	8400	1400	350	1800	810	7700	8450	12400

要比计算值稍大一些。实验还表明，爆炸产物向空气中的飞

散速度和冲击波初始参数与装药的密度有关。

表 4-2 炸药附近空气冲击波速度(实验值) $r_0 = 23$ 毫米

炸药	$\rho_0(g/cm^3)$	$D(m/s)$	$D_x(m/s)$		
			0—30 (mm)	30—60 (mm)	60—90 (mm)
梯恩梯	1.30	6025	6670	5450	4620
梯恩梯	1.35	6200	6740	5670	4720
梯恩梯	1.45	6450	6820	5880	—
梯恩梯	1.60	7000	7500	6600	5460
纯化黑索金	1.40	7350	8000	—	—
纯化黑索金	1.60	8000	8600	6900	6400

如果装药是瞬时爆轰，则 $v_D = 0$，(4-8a) 式可写成

$$v_x = \frac{2\bar{C}_D}{\gamma - 1}\left[1 - \left(\frac{P_{K_1}}{\bar{P}_D}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}\right] + \frac{2C_{K_1}}{k-1}\left[1 - \left(\frac{P_x}{P_{K_1}}\right)^{\frac{k-1}{2k}}\right] \tag{4-11}$$

式中 $\bar{C}_D$ 和 $\bar{P}_D$ 分别为爆轰时爆炸产物中的初始声速和压力，

$\bar{C}_D^2 \approx \frac{3}{8}D^2$，$\bar{P}_D \approx \frac{P_D}{2}$；

C_{K_1} 和 P_{K_1} 分别为在 K 点的声速和压力。

由 (4-11) 式计算的结果列于表 (4-3)。

表 4-3 瞬时爆轰时空气冲击波的初始参数(计算值)

炸药	$\rho_0(g/cm^3)$	$P_x(kg/cm^2)$	$v_x(m/s)$	$D_x(m/s)$	$v_{xm}(m/s)$
梯恩梯	1.60	230	4100	4500	7750
黑索金	1.60	300	4700	5150	8700
泰 安	1.69	350	4900	5450	9000

表(4-3)中的数值与表(4-2)的实验结果比较表明，瞬时爆轰时空气冲击波的初始参数相差较远。因此，在计算爆轰的局部破坏作用时，必须考虑这种情况，而在计算总体破坏作用时，则影响较小，因为经过一定距离后，瞬时爆轰的作用场与实际爆轰相近。

§4-3 爆炸冲击波的计算公式 (经验公式)

在实用中空气冲击波参数主要有下面几个：冲击波峰值超压 ΔP_f，正压作用时间 t_+，负压作用时间 t_-，负压值 ΔP_-，升压时间 $t_{升}$，比冲量 i_+ 等等。下面分别介绍这些参数的计算公式。

一、空气冲击波峰值超压的计算公式

空气冲击波峰值超压 ΔP_f 是指冲击波阵面上峰值压力 P_f 减去空气中的原始压力 P_0(一般是标准大气压)，即

$$\Delta P_f = P_f - P_0.$$

空气冲击波的超压，遵守爆炸相似律。这就是说，空气冲击波阵面上的压力并不取决于装药的绝对尺寸和重量，而完全取决于离爆炸地点的距离与装药半径的比值，该炸药的比能和周围空气的压力。对于 ΔP_f 的计算公式较多，各个研究者都提出了他们自己的计算公式，但这些公式，都是在(3-13)式的基础上，通过试验确定 A_1, A_2, A_3 等系数之后得到的，而试验一般是在球形装药中进行的，现在介绍几种常用的计算公式，以及它们的适用范围。

1. 炸药爆炸时空气冲击波峰值超压的计算公式

(1) 勃路德 (H. L.Brode) 提出的经验公式

$$\Delta P_f = 0.975\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right) + 1.455\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2 + 5.85\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3 - 0.019 \qquad (4\text{-}12a')$$

其适用范围是 $0.1 \leqslant \Delta P_f \leqslant 10$ 千克/厘米^2

其中W是炸药的重量，单位是千克，R是离装药中心的距离，单位是米。

(2) 我国国防工程设计规范(草案)中规定的空爆冲击波超压计算公式为

$$\Delta P_f = 0.84\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right) + 2.7\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2 + 7\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3 \qquad (4\text{-}12b)$$

其适用范围是

$$\frac{H}{\sqrt[3]{W}} \geqslant 0.35, \quad 及\ 1 \leqslant \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \leqslant 10\text{—}15$$

式中H是装药爆炸时的高度，符合 $H/\sqrt[3]{W} \geqslant 0.35$ 的爆炸可以近似地认为是在无限空间中的爆炸。如果装药在地面爆炸时，由于地面的阻挡，空气冲击波不是向整个空间传播，而只向一半无限空间传播，被冲击波带动的空气量也减少一半。如果装药是在混凝土，岩石一类的刚性地面爆炸时，可看作是两倍的装药在无限空间爆炸。于是可将 $W_e = 2W$ 代入 (4-12b) 式，得到

$$\Delta P_{fGr} = 1.06\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right) + 4.3\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2 + 14\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3 \qquad (4\text{-}12c)$$

其适用范围是

$$\frac{H}{\sqrt[3]{W}} \leqslant 0.35 \quad 及 \quad 1 \leqslant \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \leqslant 10—15$$

如果装药是在普通土壤的地面爆炸时，由于地面土壤受到高温、高压爆炸产物的作用而发生变形或破坏，甚至被抛掷到空中而形成一个爆炸源(下面将予介绍)。试验表明，一吨梯恩梯炸药在地面爆炸时留下的爆炸坑约 38 米³。因此在这种情况下，就不能按刚性地面的全反射来考虑，而应考虑地面消耗了一部分爆炸能量，即反射系数要比 2 小，在此情况下，$W_e=(1.7—1.8)W$。代入 (4-12b) 式后整理得

$$\Delta P_{fGr}=1.02\frac{\sqrt[3]{W}}{R}+3.99\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2+12.6\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3 \tag{4-12d}$$

其适用范围是

$$\frac{H}{\sqrt[3]{W}} \leqslant 0.35 \quad 及 \quad 1 \leqslant \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \leqslant 10—15$$

(3) 萨道夫斯基 (M. A. Sadovskyi) 公式

$$\Delta P_f=0.95\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)+3.9\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2+13.0\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3 \tag{4-12e}$$

该公式是在无限空间，用点爆炸理论得到。

(4) 阿连绍夫公式

$$\Delta P_f=0.79\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)+1.58\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2+6.5\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3 \tag{4-12f}$$

(5) J. Henrych 公式

J. Henrych 在大量实验的基础上提出了下面的公式

$$\Delta P_f = 14.0717\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right) + 5.5397\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2 - 0.3572\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3 + 0.00625\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^4$$

适用范围 $0.05 \leqslant \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \leqslant 0.3$

$$\Delta P_f = 6.1938\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right) - 0.326\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2 + 2.1324\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3$$

适用范围 $0.3 \leqslant \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \leqslant 1$

$$\Delta P_f = 0.662\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right) + 4.05\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2 + 3.288\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3$$

适用范围 $1 \leqslant \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \leqslant 10$ (4-12g)

上面的公式对于梯恩梯装药，在给定的对比距离（或称相对距离）

$$\bar{R} = \frac{R}{\sqrt[3]{W}}$$

（单位为米/千克$^{\frac{1}{3}}$）范围之内时是适用的。

（6）离装药中心距离较大时的超压计算公式

$$\Delta P_f = 20.06\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right) + 1.94\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2 - 0.04\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3$$

适用范围 $0.05 \leqslant \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \leqslant 0.50$

$$\Delta P_f = 0.67\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right) + 3.01\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2 + 4.31\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3$$

$$\text{适用范围 } 0.5 \leqslant \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \leqslant 70.9 \tag{4-12h}$$

2. 核爆炸的空气冲击波超压计算公式

我国现行国防工程设计规范中，对于化爆和核爆的冲击波超压计算是采用不同的计算公式的，该规范规定在无限大气中核爆炸空气冲击波超压的计算公式为

$$\Delta P_f = 0.67\left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{R}\right) + 1.30\left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{R}\right)^2 + 3.30\left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{R}\right)^3 \tag{4-12i}$$

式中 R 为离爆心的距离(米)，Q 为核武器的梯恩梯全当量(千克)。

其适用范围是 $0.1 \leqslant \Delta P_f \leqslant 100$ 千克/厘米^2

当爆炸为地爆时(或接地爆)，即

$$\frac{H}{\sqrt[3]{Q}} \leqslant 0.35,$$

其地面超压 ΔP_d 的计算式为

$$\Delta P_d = 0.8255\left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{r}\right) + 2.787\left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{r}\right)^2 + 4.721\left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{r}\right)^3 \tag{4-12 j}$$

式中 r 为至爆心投影点的水平距离(米)。

其适用范围是 $0 \leqslant \Delta P_d \leqslant 100$ 千克/厘米^2。

从上面的计算公式中可以看出，冲击波超压峰值，与对比距离

$$\bar{R}=\frac{R}{\sqrt[3]{W}}$$

有很大关系，因此使用这些公式时必须特别注意对比距离$\bar{R}$的适用范围，超压与$\bar{R}$的关系，由实验得到的数据列出于表 4-4。

表 4-4　空气冲击波超压 ΔP_f 与 $\bar{R}$ 的关系

$\bar{R}=\frac{R}{\sqrt[3]{W}}$ $(m/kg^{\frac{1}{3}})$	ΔP_f (kg/cm^2)			$\bar{R}=\frac{R}{\sqrt[3]{W}}$ $(m/kg^{\frac{1}{3}})$	ΔP_f (kg/cm^2)		
	空中爆炸	普通土壤地面爆炸	刚性地面爆炸		空中爆炸	普通土壤地面爆炸	刚性地面爆炸
1	10.54	17.61	19.31	3.5	0.623	0.911	0.981
1.1	8.25	13.69	15.04	4.0	0.488	0.701	0.753
1.2	6.63	10.91	11.97	4.5	0.397	0.562	0.602
1.3	5.43	8.88	9.73	5	0.332	0.484	0.496
1.4	4.53	7.36	8.05	6	0.247	0.339	0.361
1.5	3.83	6.19	6.77	7	0.196	0.264	0.280
1.6	3.29	5.27	5.76	8	0.161	0.214	0.227
1.8	2.50	3.98	4.31	9	0.136	0.180	0.190
2.0	1.97	3.08	3.35	10	0.118	0.155	0.163
2.5	1.22	1.85	2.01	12	0.093	0.120	0.126
2.75	1.0	1.51	1.63	14	0.076	0.098	0.103
3.0	0.84	1.25	1.35	15	0.07	0.089	0.094

表 4-5　装药形状对超压的影响

炸　药	装药形状	装药重量 kg	ΔP_f (kg/cm^2)	
			$\bar{R}=1$	$\bar{R}=10$
梯恩梯	长方形	0.23	29.9	0.094
梯恩梯	圆柱形	1.81	18.5	0.114
TNT/PETN 50/50	圆柱形	3.6	20.7	0.112
TNT/PETN 50/50	球　形	1.71	11.9	0.124

另外，当离装药较近距离时，装药的形状对超压的影响较

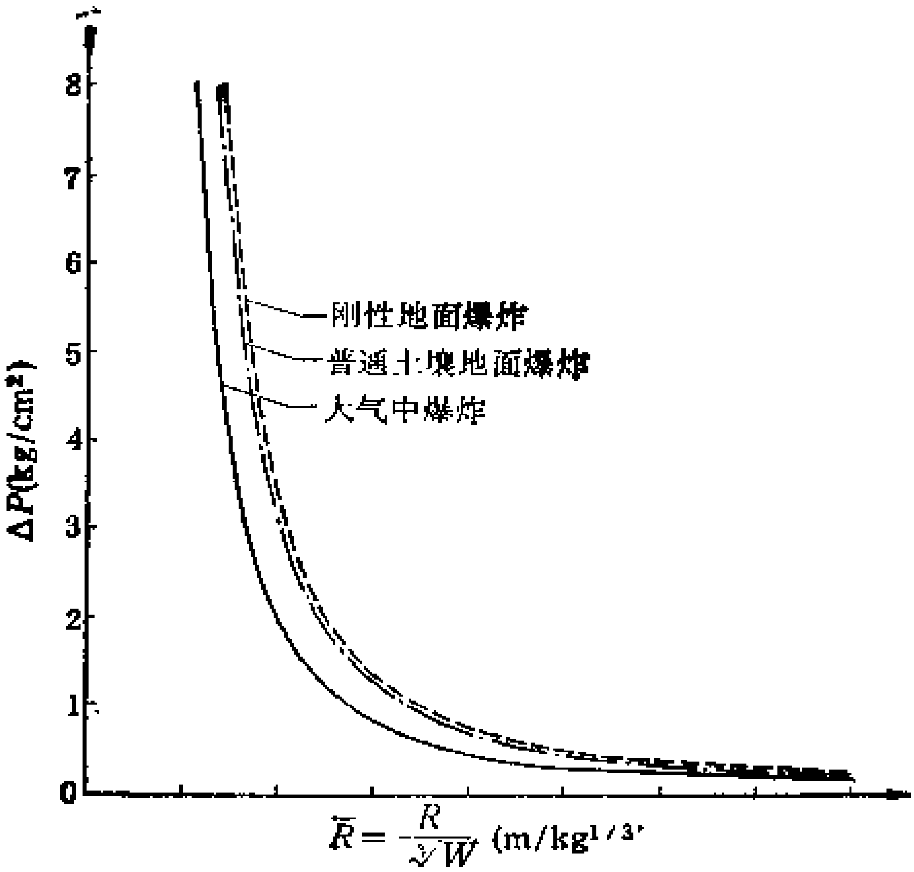


图 4-8　TNT爆炸时超压与$\bar{R}$的关系

大，而在离装药较远处，这种影响就显著地减小了，装药形状对超压的影响的实验结果列出于表 4-5。装药形状对超压产生影响的原因是，由于空气冲击波在传播过程中不断均匀化的结果。

图 4-8 是梯恩梯装药爆炸时，超压与 $\bar{R}$ 的关系曲线。

应当指出，核装药在产生空气冲击波的能力上与化学炸药是有显著不同的，主要是因为它们的总能量释放的陡峭程度不同和两种爆炸物的能量密度的差别。在核武器爆炸的近区，爆炸波超压将远大于等效爆炸当量的按比例的化学爆炸的超压。在远区，两种爆炸波是相似的。

另外，海平面高度对爆炸冲击波的超压也有影响。根据

苏联资料介绍，海拔 3000 米处冲击波超压要比海平面上的超压小 9%，而海拔 6000 米处要小 19%。

二、空气冲击波正压作用时间 t_+ 的计算

显然，空气冲击波超压的大小是直接衡量爆炸对目标破坏作用大小的参数。然而，空气冲击波正压作用时间 t_+ 也是衡量爆炸对目标的破坏程度的重要参数之一。如同确定 ΔP 一样，它也是根据爆炸相似律通过实验方法建立的经验公式。

1. 化学爆炸的正压作用时间

根据爆炸相似律，由于

$$\frac{t_+}{\sqrt[3]{W}} = f\left(\frac{R}{\sqrt[3]{W}}\right)$$

所以对于空爆

$$\frac{H}{\sqrt[3]{W}} \geq 0.35, \quad t_+ = 1.35 \times 10^{-3} \sqrt[6]{W} \cdot \sqrt{R}$$

或

$$\frac{t_+}{\sqrt[3]{W}} = 1.35 \times 10^{-3} \left(\frac{R}{\sqrt[3]{W}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{4-13a}$$

如超压计算公式一样，如果装药在刚性地面爆炸时，$W_e = 2W$，则

$$t_+ = 1.575 \times 10^{-3} \sqrt[6]{W} \cdot \sqrt{R}$$

或

$$\frac{t_+}{\sqrt[3]{W}} = 1.575 \times 10^{-3} \left(\frac{R}{\sqrt[3]{W}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{4-13b}$$

如果装药在普通地面爆炸时，$W_e = 1.8W$，则

$$t_+ = 1.5 \times 10^{-3} \sqrt[6]{W} \cdot \sqrt{R}$$

或

$$\frac{t_+}{\sqrt[3]{W}} = 1.5 \times 10^{-3} \left(\frac{R}{\sqrt[3]{W}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{4-13c}$$

上式中正压作用时间以秒计，装药重量W以千克计，距离R以米计。

由经验可知，由于炸药的能量密度远小于核炸药的能量密度，因此化学爆炸的正压作用时间也相对的要小得多，一般化爆的正压作用时间是几个毫秒到几十个毫秒之间。

2. 核爆炸的正压作用时间

对于核爆炸的空气冲击波正压作用时间的计算，我国的有关规范规定是

(1) 当 $\frac{R}{\sqrt[3]{Q}} < 1.10$（米/千克$^{\frac{1}{3}}$）时

$$t_+ = 1.05 \times 10^{-3} \sqrt[3]{Q} \left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{R}\right)^{1/4} \text{（秒）} \tag{4-13d}$$

(2) 当 $1.10 \leqslant \frac{R}{\sqrt[3]{Q}} < 2.5$（米/千克$^{\frac{1}{3}}$）时

$$t_+ = 0.95 \times 10^{-3} \sqrt[3]{Q} \left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{R}\right)^{-\frac{3}{4}} \text{（秒）} \tag{4-13e}$$

(3) 当 $\frac{R}{\sqrt[3]{Q}} \geqslant 2.5$（米/千克$^{\frac{1}{3}}$）时

$$t_+ = 1.17 \times 10^{-3} \sqrt[3]{Q} \left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{R}\right)^{-\frac{1}{2}} \text{（秒）} \tag{4-13f}$$

三、空气冲击波的比冲量i的计算

空气冲击波的比冲量i也是冲击波对目标的破坏作用的

重要参数之一，比冲量的大小直接决定了冲击波破坏作用的程度。比冲量是由空气冲击波阵面超压与时间的关系曲线 $\Delta P(t)$ 和正压作用时间直接确定的，但是计算比较复杂。因为超压随时间的关系，是按指数变化的，冲击波超压随时间的变化规律有许多经验公式，其中比较接近实际，而又计算不太复杂的计算公式是

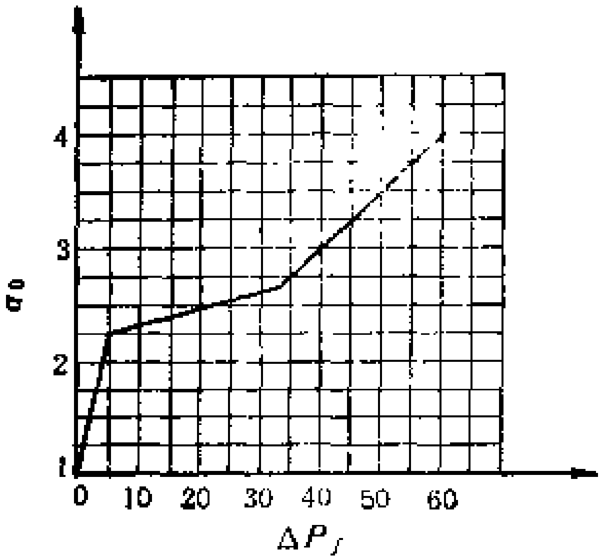


图 4-9　系数 α_0 与 ΔP 的关系曲线

$$\Delta P(t) = \Delta P_f \left(1 - \frac{t}{t_+}\right) e^{-\alpha_0 \frac{t}{t_+}} \qquad (4\text{-}14)$$

式中 ΔP_f 为 $t=0$ 时的峰值超压，t_+ 为正压作用时间，α_0 为由实验决定的衰减系数，由图 4-9 确定，由 (4-14) 式得到的冲击波超压随时间的变化曲线如图 4-10 所示。

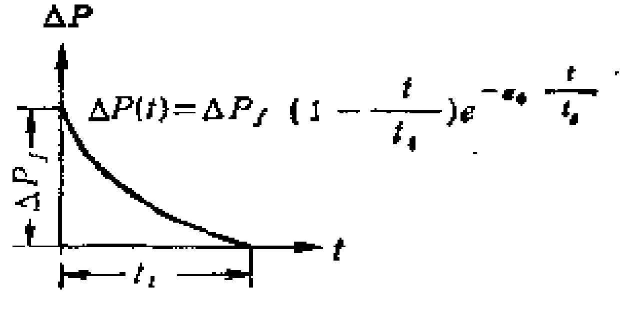


图 4-10　超压随时间的变化曲线

由于空气冲击波的比冲量计算比较复杂，所以一般是用超压-时间关系曲线所包的面积即是空气冲击波的比冲量 i，根据 M. A. 萨道夫斯基的公式是

当 $\bar{R}>0.5$ 时

$$i=\int_0^{t_+}\Delta P(t)dt=A\frac{\sqrt[3]{W^2}}{R}\quad[千克·秒/米^2]\quad(4\text{-}15a)$$

当 $\bar{R}<0.25$ 时

$$i=\int_0^{t_+}\Delta P(t)dt=15\frac{W}{R^2}\quad(4\text{-}15b)$$

式中 A 是一个常数，$A\approx 34—36$

另外，J. Henrych 根据对球形梯恩梯装药爆炸的大量实验数据导出的比冲量 i 的经验计算公式为

当 $0.4\leqslant\bar{R}\leqslant 0.75$ 时

$$\frac{i}{\sqrt[3]{W}}=663-1115\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)+629\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2-100.4\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3$$

$$[千克·秒·米^{-2}·千克^{-\frac{1}{3}}]\quad(4\text{-}15c)$$

当 $0.75\leqslant\bar{R}\leqslant 3$ 时

$$\frac{i}{\sqrt[3]{W}}=-32.2+211\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)-216\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2+80.1\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3$$

$$[千克·秒·米^{-2}·千克^{-\frac{1}{3}}]\quad(4\text{-}15d)$$

四、空气冲击波其他参量的计算

上面介绍了在工程实用中空气冲击波起主要作用的参数的计算，对于空气冲击波其他一些参数的计算我们也作一个

简单的介绍。空气冲击波阵面上的参数还有：空气冲击波阵面上的空气密度 ρ_f（单位体积的质量），波阵面上空气的绝对温度 T_f，波阵面上空气的声速 c_{sf}，波阵面上空气质点的速度 v_f，以及波阵面的传播速度 D_f。实践表明，所有这些参数之间具有某种内在的联系，但它们都与超压 ΔP_f 有关，并且都可以用 ΔP_f 来表示。

空气冲击波的运动也遵守动力学的一些基本定律，根据功能原理，由于单位质量空气的动能为 $\frac{v^2}{2}$，内能为 $\frac{P}{(k-1)\rho}$，而压力所作的功为 $Pv\cdot\Delta t$，所以有

$$\rho_f(D_f-v_f)\Delta t\cdot\left[\frac{v_f^2}{2}+\frac{P_f}{(k-1)\rho_f}\right]-\rho_0 D_f\Delta t\left[\frac{P_0}{(k-1)\rho_0}\right]=P_f v_f\Delta t$$

化简后得

$$\rho_f\left(1-\frac{v_f}{D_f}\right)\left[\frac{v_f^2}{2}+\frac{P_f}{(k-1)\rho_f}\right]=P_f\frac{v_f}{D_f}+\frac{P_0}{(k-1)} \quad (A)$$

式中：下标“f”是指波阵面上相应的参数；

下标“0”是指未经扰动时的相应参数。

同样再利用质量、动量和能量守恒定律得到

$$v_f=D_f\frac{\Delta P_f}{\rho_f} \quad (B)$$

$$D_f=v_f\frac{\rho_f}{\rho_f-\rho_0} \quad (C)$$

因此

$$\frac{v_f}{D_f}=\frac{\rho_f-\rho_0}{\rho_f}$$

于是

$$v_f = \sqrt{\Delta P_f \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_f}\right)}$$

$$D_f = \frac{1}{\rho_0} \sqrt{\frac{\Delta P_f}{\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_f}\right)}} \tag{D}$$

或

$$v_f^2 = \Delta P_f \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_f}\right) \tag{E}$$

将（C），（E）式代入（A）式整理后得

$$\frac{\rho_f}{\rho_0} = \frac{(k-1)P_0 + (k+1)P_f}{(k-1)P_f + (k+1)P_0} \tag{F}$$

上式即为冲击波绝热方程，也可以写成

$$\frac{P_f}{P_0} = \frac{(k+1)\rho_f - (k-1)\rho_0}{(k+1)\rho_0 - (k-1)\rho_f} \tag{G}$$

所以（F）式可以写成

$$\rho_f = \rho_0 \frac{1 + \frac{k+1}{2k} \cdot \frac{\Delta P_f}{P_0}}{1 + \frac{k-1}{2k} \cdot \frac{\Delta P_f}{P_0}} \tag{H}$$

将（H）式代入（D）式，并考虑 $c_{s0} = \sqrt{k \frac{P_0}{\rho_0}}$ 的关系，便得到

$$v_f = \frac{c_{s0}}{k} \cdot \frac{\frac{\Delta P_f}{P_0}}{\sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \cdot \frac{\Delta P_f}{P_0}}} \tag{I}$$

将（H）式和（I）式代入（B）式得

$$D_f = c_{s0} \sqrt{\quad + \frac{k+1}{2k} \cdot \frac{\Delta P_f}{P_0}} \tag{J}$$

将（H）式代入

$$c_{xf}=\sqrt{\frac{kP_f}{\rho_f}}=\sqrt{\frac{k(\Delta P_f+P_0)}{\rho_f}}$$

得

$$c_{xf}=c_{x0}\sqrt{\frac{\left(1+\frac{\Delta P_f}{P_0}\right)\left(1+\frac{k-1}{2k}\cdot\frac{\Delta P_f}{P_0}\right)}{1+\frac{k+1}{2k}\cdot\frac{\Delta P_f}{P_0}}}\tag{K}$$

由理想气体的状态方程 $P=R\rho T$，从而

$$T_f=\frac{T_0\rho_0}{\rho_f}\left(1+\frac{\Delta P_f}{P_0}\right)$$

将（H）式代入上式，得

$$T_f=T_0\left(1+\frac{\Delta P_f}{P_0}\right)\frac{1+\frac{k-1}{2k}\cdot\frac{\Delta P_f}{P_0}}{1+\frac{k+1}{2k}\cdot\frac{\Delta P_f}{P_0}}\tag{L}$$

由于在很大温度范围内，通常都采用 $k=1.4$，在标准大气压条件下（$P_0=1.033$ 千克/厘米²）$\rho_0=0.125$ 千克·秒²/米⁴，$T_0=288°K$，$c_{x0}=340$ 米/秒。用这些数据分别代入上面相应的公式就可得到

1. 空气冲击波阵面的传播速度 D_f

$$D_f=340\sqrt{1+0.83\Delta P_f}\ \text{米/秒}\tag{4-16}$$

2. 空气冲击波阵面上空气质点的运动速度

$$v_f=\frac{235\Delta P_f}{\sqrt{1+0.83\Delta P_f}}\ \text{米/秒}\tag{4-17}$$

3. 空气冲击波阵面上空气密度 ρ_f

$$\rho_f=0.125\,\frac{6\Delta P_f+7.2}{\Delta P_f+7.2}\ \text{千克·秒}^2/\text{米}^4\tag{4-18}$$

表 4-6 空气冲击波阵面参数的数值表

波阵面中的超压 ΔP_f (kg/cm²)	波阵面速度 D_f (m/s)	波阵面中空气质点速度 v_f (m/s)	波阵面中声速 C_{sf} (m/s)	波阵面中空气密度 ρ_f (kg·s²/m⁴)	速度撞击超压 ΔP_{sf} (kg/cm²)	波阵面中空气温度 T_f K	反射超压 ΔP_{fr} (kg/cm²)
0.00	340	0	340	0.1250	0	288	0.0
0.01	341	2.34	341	0.1258	0.000033	289	0.053
0.10	354	22.6	345	0.1335	0.00342	296	0.208
0.20	367	43.6	349	0.142	0.0134	303	0.433
0.30	380	63.2	353	0.150	0.0299	310	0.674
0.40	392	82.0	356	0.158	0.0516	316	0.929
0.50	404	99.2	360	0.165	0.0758	323	1.20
0.60	416	115	364	0.173	0.109	329	1.484
0.80	349	146	371	0.188	0.196	341	2.092
1.00	460	174	377	0.201	0.299	353	2.750
1.20	480	200	383	0.214	0.417	364	3.429
1.40	500	224	389	0.227	0.558	375	4.170
1.60	519	247	394	0.239	0.703	385	4.939

1.80	537	268	400	0.250	0.886	395	5.755
2.00	555	287	404	0.261	1.06	405	6.666
2.25	576	313	411	0.274	1.32	418	7.745
2.50	596	336	417	0.286	1.59	431	8.948
2.75	616	358	423	0.299	1.86	442	10.06
3.00	635	378	428	0.309	2.19	455	11.40
3.50	672	417	439	0.329	2.85	480	14.00
4.00	707	453	450	0.349	3.59	503	16.728
4.50	740	486	461	0.366	4.27	527	19.566
5.00	772	518	471	0.381	5.07	552	22.50
5.50	802	548	481	0.395	5.93	575	25.312
6.00	832	576	491	0.408	6.73	600	28.614
7.00	888	630	511	0.432	8.58	649	35.0
8.00	940	680	530	0.453	10.5	697	41.6
9.00	990	727	546	0.472	12.5	742	48.375
10.00	1040	772	562	0.489	14.6	787	55.29
20.00	1430	1120	710	0.585	36.6	1250	28.88
30.00	1730	1380	832	0.629	60.4	1720	205.55
40.00	1990	1610	936	0.655	84.6	2180	284.24
50.00	2230	1800	1030	0.672	109.5	2650	363.15

4. 空气冲击波阵面上的温度 T_f

$$T_f = 288 \cdot \frac{(1+\Delta P_f)(\Delta P_f+7.2)}{6\Delta P_f + 7.2} \text{K} \qquad (4\text{-}19)$$

5. 空气冲击波阵面上的声速 c_{sf}

$$c_{sf} = 340\sqrt{\frac{(1+\Delta P_f)(\Delta P_f+7.2)}{6\Delta P_f + 7.2}} \text{ 米/秒} \qquad (4\text{-}20)$$

由上面各式可直接算出空气冲击波各参数之间的关系，具体数值列于表 4-6。

在核爆情况下空气冲击波超压与作用时间的关系列于表 4-7。

表 4-7　超压与作用时间关系(核爆)

波阵面超压	波阵面最大负压	冲击波正压作用时间			冲击波负压作用时间		
ΔP_f (kg/cm²)	ΔP_- (kg/cm²)	2 万吨级 t_+ (s)	10万吨级 t_+ (s)	100 万吨级 t_+ (s)	2 万吨级 t_- (s)	10 万吨级 t_- (s)	100万吨级 t_- (s)
1.00	0.114	0.46	0.786	1.7	1.725	2.95	13.4
5.00	0.218	0.317	0.542	1.17	1.49	2.55	5.5
10.00	0.23	0.28	0.478	1.03	1.415	2.42	5.22
20.00	0.23	0.246	0.420	0.907	1.34	2.30	4.96
30.00	0.23	0.226	0.380	0.837	1.30	2.23	4.78

§4-4　空气冲击波对目标的作用

由爆炸产生的空气冲击波遇到目标，如建筑物、军事设施等将发生反射和绕射现象。研究这些现象对于摧毁敌方的军

事目标和加强我方的防御工事，以及对危险品生产车间（仓库等）等的防护都有很大的实用价值。冲击波遇到障碍物之后的作用过程是非常复杂的，为了便于分析处理，我们只讨论一些典型而又基本的问题。

一、空气冲击波在刚性障碍物上的反射

1. 空气冲击波的正反射

当空气冲击波遇到垂直的刚性壁面（或障碍物）时，在壁面处空气质点的速度骤然变为零，使质点急剧堆积（在流体力学上此处称为驻点），压力和密度骤然升高，达到一定程度时，就要向相反方向反射，于是形成反射冲击波。图 4-11 所示的是空气冲击波遇到垂直的无限绝对刚性壁面时反射的情况，且因对壁面是垂直入射，故属于正反射的情况。假定入射波是一维定常的，所以反射波也是一维定常的，且入射波前未扰动空气的参数为 P_0，T_0，ρ_0，$v_0=0$；入射波阵面后的参数为 P_1，ρ_1，T_1 和 v_1。因为壁面是绝对刚性的，靠近它的空气质点在反射前的瞬时也应处于静止状态。所以空气冲击波与刚性壁面相碰发生反射的瞬间，必然产生传播速度为 D_2，传播方向与入射波相反的反射冲击波。反射冲击波阵面上的参数是 P_2，T_2，ρ_2 且由于刚壁的约束而 $v_2=0$。

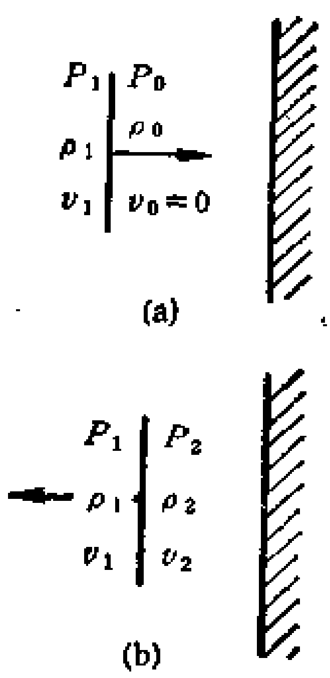


图 4-11 空气冲击波的正反射

由冲击波的基本关系式，可得到

$$v_1 - v_0 = \sqrt{(P_1 - P_0)\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1}\right)}$$

$$v_2 - v_1 = -\sqrt{(P_2 - P_1)\left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}\right)}$$

因为反射冲击波的方向与入射波相反，如入射波取正号，则反射波取负号，因为 $v_0 = v_2 = 0$，所以

$$(P_1 - P_0)\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1}\right) = (P_2 - P_1)\left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}\right)$$

或

$$\frac{P_1 - P_0}{\rho_0}\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1}\right) = \frac{P_2 - P_1}{\rho_1}\left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \qquad \text{(A)}$$

而冲击波的绝热方程为

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\frac{k+1}{k-1}\cdot\frac{P_1}{P_0} + 1}{\frac{k+1}{k-1} + \frac{P_1}{P_0}}, \quad \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\frac{k+1}{k-1}\cdot\frac{P_2}{P_1} + 1}{\frac{k+1}{k-1} + \frac{P_2}{P_1}}$$

将绝热方程代入 (A) 式，经整理后可得

$$\frac{2(P_1 - P_0)^2}{\rho_0[(k-1)P_1 + (k+1)P_0]}$$

$$= \frac{2(P_2 - P_1)^2}{\rho_1[(k+1)P_2 + (k-1)P_1]}$$

$$= v_1^2$$

而入射波超压为

$$\Delta P_1 = P_1 - P_0$$

反射波超压为

$$\Delta P_2 = P_2 - P_0$$

上式可写成

$$\frac{\Delta P_1^2}{(k-1)\Delta P_1 + 2kP_0}$$

$$= \frac{(\Delta P_2 - \Delta P_1)^2}{(k+1)\Delta P_2 + (k-1)P_2 + (k-1)\Delta P_1 + 2kP_0}$$

于是,反射波峰值超压为

$$\Delta P_2 = 2\Delta P_1 + \frac{(k+1)\Delta P_1^2}{(k-1)\Delta P_1 + 2kP_0} \tag{B}$$

对空气来说,取 $k = 1.4$, 代入(B)式,得到反射冲击波的超压为

$$\Delta P_2 = 2\Delta P_1 + \frac{6\Delta P_1^2}{\Delta P_1 + 7P_0} \tag{4-21}$$

从式(4-21)可以看出,对于强冲击波来说,由于

$$P_1 \gg P_0$$

则

$$\frac{\Delta P_2}{\Delta P_1} \approx 8$$

而对于弱冲击波来说, $P_1 - P_0 \ll P_0$, 则

$$\Delta P_2/\Delta P_1 \approx 2$$

因此,空气冲击波在刚壁反射后,反射波的压力应是入射波的2—8倍,这个关系表示于图 4-12 中。

必须指出的是,在强冲击波下,反射冲击波是入射冲击波的 8 倍,这个极限是并不正确的。因为在强冲击波情况下,存在着高温和高压,此时仍把空气当作完全气体,显然是与实际气体存在很大出入的。 道林(W. Döering)和柏克哈特(G. Burkhardt)以及希尔(R. Shear)和麦卡尼(P. Mecane)等指出,如果考虑实际气体的离解和电离等效应的话,$\Delta P_2/\Delta P_1 = 8$ 的比值要大得多,可能达到 20 甚至更大。

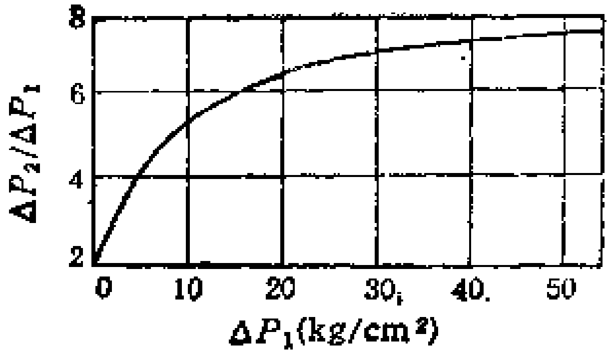


图 4-12 $\Delta P_2/\Delta P_1$与 ΔP_1的关系

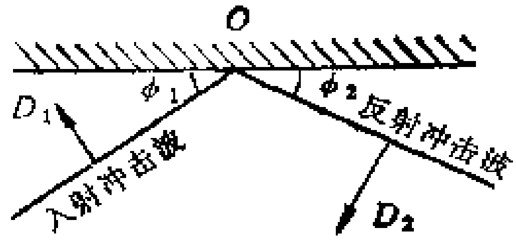


图 4-13 冲击波在刚性壁面上的斜反射

反射冲击波的传播速度 D_2 为

$$D_2 = \sqrt{\frac{2}{\rho_0(k+1)P_1+(k-1)P_0}} \times [(k-1)P_1 + P_0] \tag{4-22}$$

反射冲击波阵面两侧的密度为

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{kP_1}{(k-1)P_1 + P_0} \tag{4-23}$$

以上诸式仅适用于 $\frac{P_1}{P_0} < 40$ 的情况，否则必须考虑空气的离解与电离对 k 值的影响。

2. 空气冲击波的斜反射

当空气冲击波与障碍物表面成 φ_1 角入射时，就发生冲击波的斜反射。 而形成的反射波与障碍物壁面所夹的角 φ_2 并不一定等于入射角 φ_1。 设 D_1 和 D_2 分别为入射波速和反射波速。反射结果使得空气质点速度在垂直壁面方向的分量为零，如图 4-13 所示。O 点在障壁表面以 $\frac{D_1}{\sin\varphi_1}$ 的速度自右向左运动。为了方便起见，采用以 $\frac{D_1}{\sin\varphi_1}$ 速度向左移动的动

坐标。这样，在动坐标中，入射冲击波和反射冲击波成为不动的波阵面，原来静止的空气则以

$$q_0 = \frac{D}{\sin\varphi_1}$$

的速度向右移动，如图 4-14 所示。

图中"0"区表示未经扰动的区域；"I"区表示入射冲击波已通过而反射冲击波尚未到达的区域；"II"区则表示反射冲击波已经过的区域。 q_1 和 q_2 分别表示"I"区和"II"区气体的流动速度。

气体通过冲击波阵面后，它的速度值和方向都要改变.由于平行于冲击波阵面的切向分量不变，而法向分量变小，因此使气流方向朝壁面偏转。由图 4-14 可得

$$q_0\cos\varphi_1 = q_1\cos(\varphi_1 - \theta)$$

在入射波阵面的两侧，由动量和质量守恒定律可得

$$\rho_0 q_0 \sin\varphi_1 = \rho_1 q_1 \sin(\varphi_1 - \theta)$$

$$P_0 + \rho_0 q_0^2 \sin^2\varphi_0 = \rho_1 q_1^2 \sin^2(\varphi_1 - \theta) + P_1$$

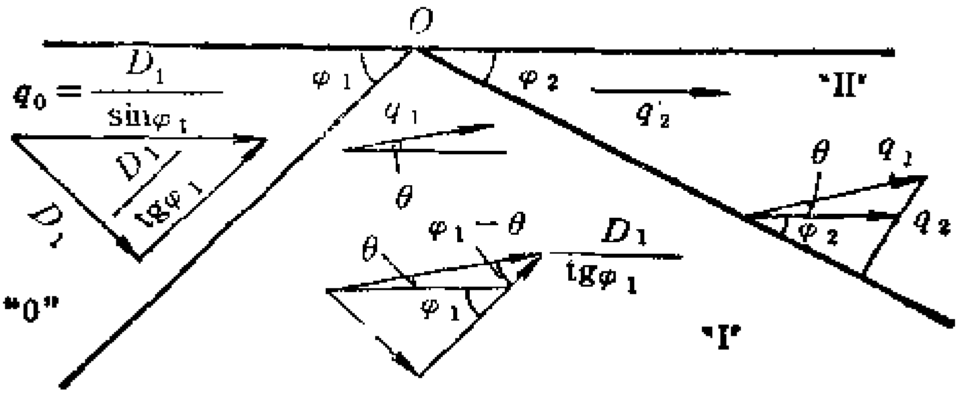


图 4-14 冲击波在刚性壁面上的斜反射(动坐标)

同样，在"I"区中气流以 q_1 速度与反射波阵面 OR 成夹角 $\varphi_2+\theta$ 流入"II"区。反射气流 q_2 的方向由于速度分量

$q_1\cos(\varphi_2+\theta)$ 的作用向外偏转，且平行于壁面。对于反射波的两侧有

$$q_2\cos\varphi_2 = q_1\cos(\varphi_2+\theta)$$

$$\rho_2 q_2\sin\varphi_2 = \rho_1 q_1\sin(\varphi_2+\theta)$$

$$\rho_2 q_2^2\sin^2\varphi_2 + P_2 = \rho_1 q_1^2\sin^2(\varphi_2+\theta) + P_1$$

而入射波和反射波的冲击绝热方程分别为

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(k+1)P_1+(k-1)P_0}{(k-1)P_1+(k+1)P_0}$$

和

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(k+1)P_2+(k-1)P_1}{(k-1)P_2+(k+1)P_1}$$

利用上面的各个方程可求得 P_2、ρ_2、φ_2、q_1 和 θ，但运算过程很复杂。

现在我们介绍一个如同正反射一样，对于斜反射的简化的计算公式。

$$\Delta P_2 = (1+\cos\varphi)\Delta P_1 + \frac{6\Delta P_1^2}{\Delta P_1+7P_0}\cos^2\varphi_1 \qquad (4-24)$$

上面谈到的反射均属于规则反射冲击波，这些反射波有这样一些性质：

(1) 对一个给定的入射波强度，有某个入射波的临界角 φ_{1c}，对于 $\varphi_1>\varphi_{1c}$，上述反射不会出现。对比热比 $k=1.4$ 的空气来说，对弱冲击波的极限 $\varphi_{1c}=90$ 度；对强冲击波的极限 $\varphi_{1c}=\sin^{-1}\dfrac{1}{K}=39.97$ 度 ≈ 40 度。

(2) 对每种气体物质，都存在某一个角度 φ'，当 $\varphi_1>\varphi'$ 时，反射波的强度大于正反射的强度

$$\varphi' = \frac{1}{2}\cos^{-1}\left(\frac{k-1}{2}\right)$$

对于空气来说，$\varphi' = 39.23$ 度。然而，只是对于弱冲击波或中等强度的冲击波，在规则反射破坏前才会出现上述现象。

（3）对给定的入射冲击波强度，存在着某个入射角值 φ_{min}，以致 $\varphi_1 = \varphi_{min}$ 时反射波的强度 P_2/P_0 是最小。

（4）反射角 φ_2 是入射角 φ_1 的单调递增函数。

3. 空爆时空气冲击波的马赫反射

在规则反射时，存在着一个临界入射角φ_{1c}，当入射角$\varphi_1 > \varphi_{1c}$ 时，上面谈到的规则反射就不可能产生。厄恩斯特·马赫在 1877 年指出：入射冲击波和反射冲击波会合而形成第三个冲击波，这个冲击波被命名为马赫波，此种反射现象就称为马赫反射，下面介绍马赫反射现象。

一般的空气中爆炸总是在有限的高度上进行的，在爆炸以后，冲击波以球面的形状在自由大气中传播，经过一段时间后，冲击波阵面的球半径逐渐加大，并超过爆炸高度 H，这时一部分冲击波阵面就要与地面相碰撞。在爆心投影点下面，冲击波阵面的传播方向与地表面垂直（如图 4-15 所示）。此时的反射是正反射。随着逐渐离开爆心投影点处，入射波

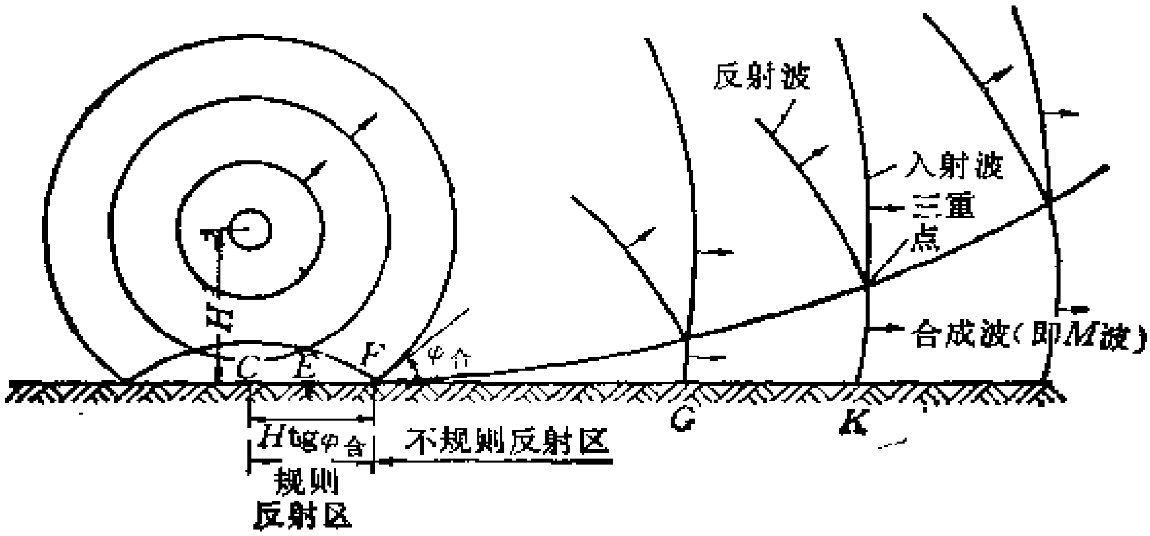


图 4-15 马赫反射

阵面传播方向在此处与地面成 φ_1 的夹角，此时是斜反射。随着离爆心投影点的距离的不断增加，入射角 φ_1 也越来越大，而入射波阵面与反射波阵面之间的夹角却越来越小。当 $\varphi_1 \geqslant \varphi_{1c}$ 时，反射波阵面赶上并与入射波阵面贴合，成为另一个单一的冲击波，称为合成波，这个波就是马赫波。

因为入射波阵面与反射波阵面的贴合是逐次沿高度发生的，所以合成波阵面的高度(又称马赫杆的高度)随着离爆心投影点的距离的增大而不断增加。图 4-15 中入射波，反射波和合成波(马赫波)的三个波阵面的交点称为三重点。

根据上面所述，在空中爆炸时，可以把整个地面划分成为两个区域：

(1) 离爆心投影点的距离小于 $H \cdot \text{tg}\,\varphi_{1c}$ 的地面范围称为规则反射区，有时也叫空中爆炸近区。在这个区域中的建筑物和目标，都要承受两次冲击波的作用，即先后是入射波和反射波的作用。

(2) 离爆心投影点的距离大于 $H \cdot \text{tg}\,\varphi_{1c}$ 的地面范围称为不规则反射区，又称空中爆炸远区。在这个区域中的建筑物或目标如在合成波高度(三重点)以下时，只承受合成波的作用。

根据上述冲击波反射的概念，由于空气质点的运动速度在垂直于地面方向上的分量已被滞止，所以反射波阵面(包括合成波阵面)后空气质点的运动速度必然平行于地面(正反射时其数值等于零)。但合成波阵面前的空气质点是静止的，要使合成波通过后，空气质点获得一个与地面平行的运动速度，因而从理论上可以判定合成波的阵面(又称马赫杆)必然是垂直于地面的。

需要指出的是形成马赫反射的临界角 φ_{1c} 是与入射波的

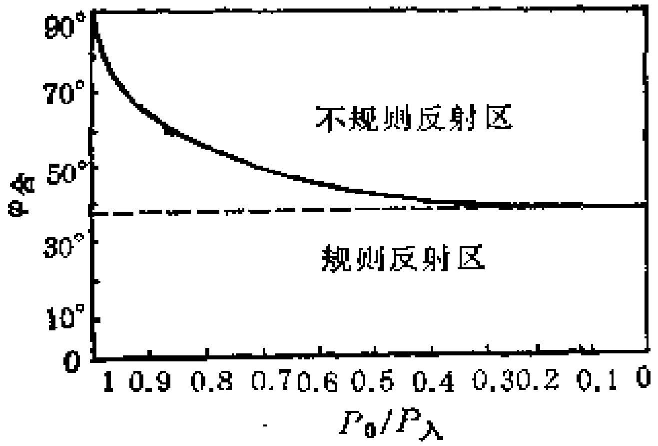


图 4-16 $\varphi_{台}$ 与 $P_0/P_入$ 之间的关系

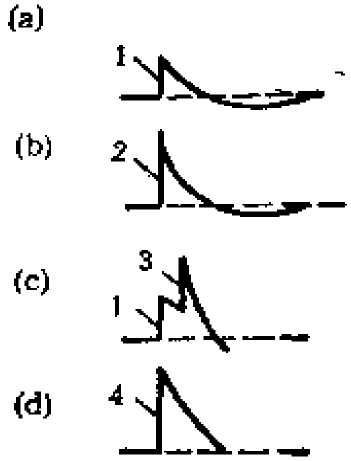


图 4-17 几个波的波形曲线
1-入射波 2-正反射 3-规则反射 4-马赫反射

强度有关的，此种关系如图 4-16 所示。

从图4-15可以看出，空中爆炸时，在地面不同点 C、E、F、G、K 等处的反射情况：

(1) 在 C 点，因入射波(图 4-17(a)的曲线 1)的传播方向垂直于地面，因此属于正反射，反射波曲线是图 4-17(b) 的曲线2；

(2) E. F 点，入射波阵面传播方向与地面成 φ_1 角，且 $\varphi_1 < \varphi_{1c}$，因此是属于斜反射，其曲线如图(4-17(c))的曲线3；

(3) G. K 点，因入射角 $\varphi_1 > \varphi_{1c}$，产生马赫反射，其反射波曲线如图 (4-17(d)) 所示的曲线4。

现将三种反射情况总结如下：

(1) $\varphi_1 = 0$，正反射(规则反射)

$$\Delta P_2 = 2\Delta P_1 + \frac{6\Delta P_1^2}{\Delta P_1 + 7P_0}$$

(2) $0 < \varphi_1 < \varphi_{1c}$，斜反射(规则反射)

$$\Delta P_2 = (1 + \cos\varphi_1)\Delta P_1 + \frac{6\Delta P_1^2}{\Delta P_1 + 7P_0}\cos^2\varphi_1$$

(3) $\varphi_{1c} < \varphi_1 < 90°$，马赫反射(不规则反射)

$$\Delta P_m = \Delta P_{fG}(1 + \cos\varphi_1)$$

式中 ΔP_m 为马赫反射的超压，ΔP_{fG} 为相应的地爆超压。

二、空气冲击波的绕流作用

1. 空气冲击波对障碍物的绕流

在讨论冲击波的反射时，我们假定障碍物是无限尺寸的。但是，实际上冲击波在传播时遇到的目标(建筑物等)往往是有限尺寸的。这时，除了有一部分冲击波反射外，还发生冲击波的环流作用(或称绕流作用)。

空气冲击波与目标物相互作用现象的过程如图 4-18 所示。图 4-18(a) 表示冲击波接近障碍物的情况；图 4-18 (b) 表示冲击波与障碍物相碰后不久的情况。当冲击波与障碍物的前壁相碰时，即发生反射，前壁上的超压陡然增大到反射超压(可按 4-21 式计算)，但是在前壁边缘以外的冲击波并未遇到阻碍，因而波中的超压也没有增加，于是形成超压差，并引起空气的流动和波的产生；在前壁高压区中的空气，向前壁边缘外的低压区流动的同时，高压区的空气由边缘向内部逐渐得到稀释，这种稀疏状态的传播称为稀疏波。这种状态就是冲击波后气流环绕着障碍物流动时的状态，就是环流作用；图 4-18(c) 表示入射冲击波通过目标物的侧面，并流经后壁的情况；图 4-18(d)表示冲击波环流经过地面障碍物的景象。

类似地，图 4-19 表示冲击波遇到墙体时的反射和环流过

程。

图 4-19(a) 表示冲击波遇到墙面时的初始情况，在稀疏波的作用下，壁前面的气流向上运动，但在运动过程中，由于受到墙顶部入射冲击波后面运动空气的影响而改变了运动方向，形成顺时针方向运动的旋风，以后变成环流向前传播。图 4-19(b)表示环流进一步发展，绕过墙顶部沿着墙后壁向下运

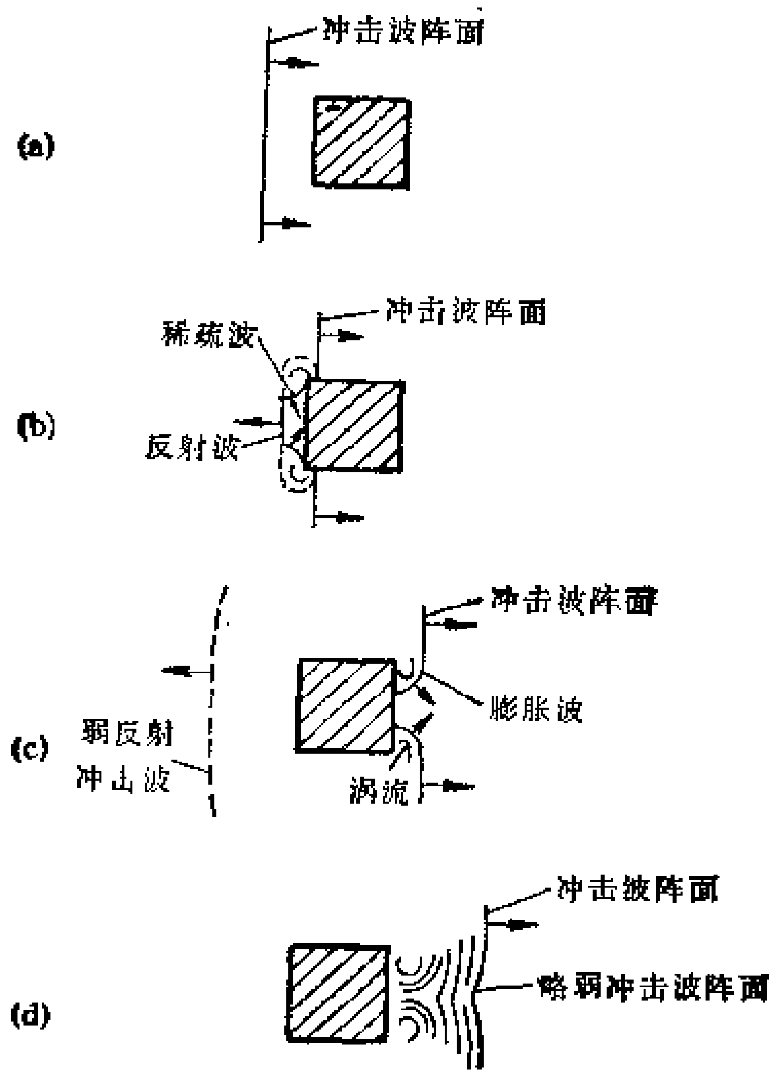


图 4-18 冲击波的绕流

动。这时墙后壁受到的压力逐渐增加，而墙的正面则由于稀疏波的作用，压力逐渐下降，但降低后的前墙压力仍比后墙压力大。图 4-19(c) 表示环流继续沿着墙后壁向下运动，经某一时刻到达地面，并从地面发生反射，使压力升高。这和空中爆炸时冲击波从地面反射的情况相似。图 4-19(d) 表示环流沿着地面运动，大约在离墙后壁 $2H$ 的地方形成马赫反射，这时冲击波的压力大为增强。

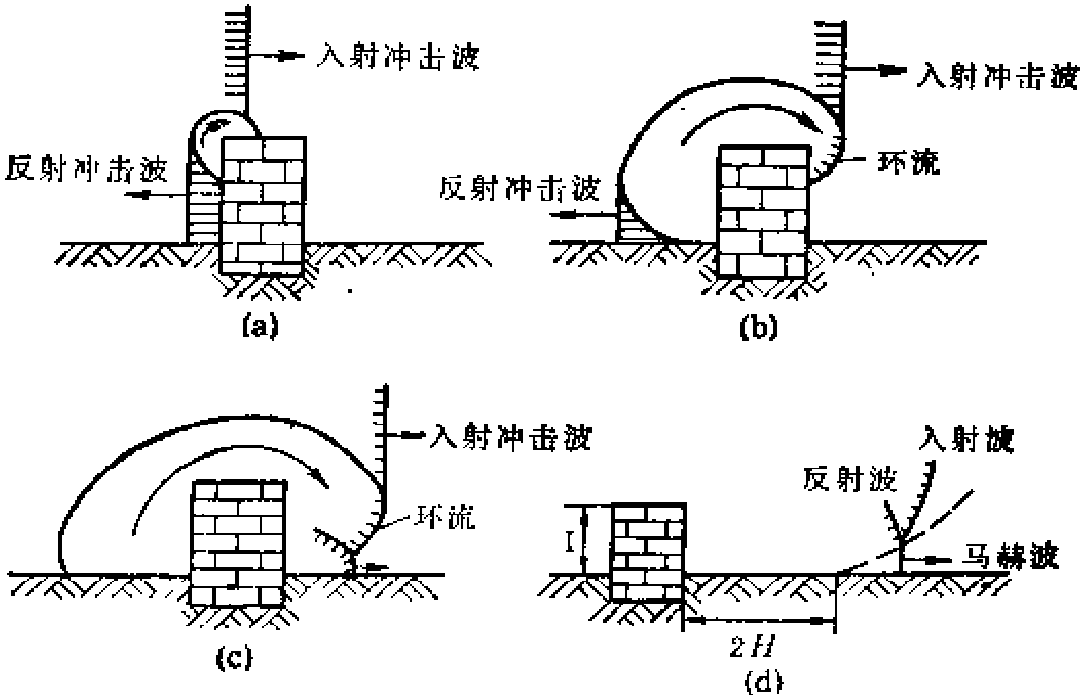


图 4-19　冲击波的反射和环流过程

如果冲击波对高而不宽的障碍物作用，则发生如图 4-20 所示的情况，其特点是墙的两侧同时产生环流，当两个环流绕到墙后继续运动时就发生相互碰撞的现象，碰撞区压力骤然升高。此种现象，在空气动力学范围内广泛的存在，例如最近几年来刚引起科学家重视而正在着手研究的所谓“城市人造风”，这是由于最近几十年来，在城市中高层建筑如雨后春笋

般地拔地而起。而某些高层建筑如鹤立鸡群似地竖立在低矮建筑群中，首当其冲地截住了高空的劲风。这些风如前所述一样，一部分越过楼顶继续向前，而另一部分劲风沿着高楼墙面急转直下.由于上述原因,形成一阵狂飙自天而降,扫过大楼底部，并在拐角处旋转，形成了类似龙卷风的旋风。如果建筑物的外形设计不当，则会使旋风迅速增强到无法估量的程度，这就是所谓的“城市人造风”。它的危害可以从下面一件有趣的事例中看出，据报道，1982 年在纽约市的一个狂风大作的日子里.美国金融分析家罗斯刚步出曼哈顿一幢玻璃钢大厦，突然一阵旋风将她卷起，并结结实实地将她摔在一根水泥柱上，致使她的肩胛骨被摔断。为了弥补她的这种损失，罗斯竟向纽约地方法院控告了这幢大厦的设计师、建筑师和房屋主，她的理由是上述被告是造成她的肩胛骨被摔断的罪魁祸首，而法院居然还受理了这桩离奇的诉讼案。这几年来一门预测和预防“城市人造风”的新兴学科“风工程学”也应运而生，当然它的研究范围要广泛得多。

冲击波对高而细的圆形障碍物（如烟囱、水塔），则产生如

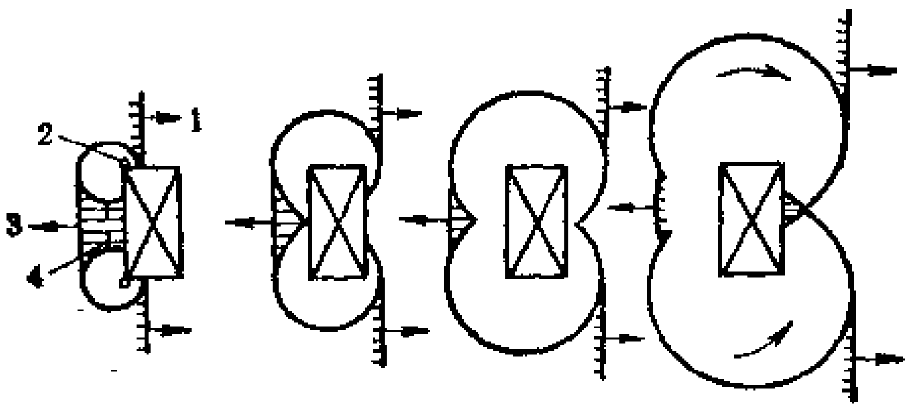


图 4-20 冲击波对高而不宽障碍物的绕流
1-入射冲击波 2-涡流 3-反射冲击波 4-稀疏波

图 4-21，4-22 所示的情况。图 4-21(a)表示入射波已经与圆柱相碰，产生了一个弯曲的、向外扩展的反射波 R；在图 4-21(b)中，入射波 I 和反射波 R 由一个马赫波与圆柱表面相连，现在，反射波 R 比图 4-21(a) 中要弱得多，所以在该图的后面部分中被略去了。这时滑移流 S 已经形成，这个滑移流是把密度不同而压力相等的流动分开的线。当马赫杆在一平表面上形成时，滑移流向上游扩展，并向下游倾斜，与表面相遇。可是，在现在的情况中，在柱表面附近增加了的流动已使滑移流底部接近马赫波 M 的底部。所以，滑移流呈现弯曲的样子。在图 4-21(c) 中，马赫杆的底部已相互反射，并正在圆柱的第二个回路上运动。滑移流已经扫到接近圆柱的背面，正与马赫杆的绕流部分 X 和 Y 相交。在 V_1 和 V_2 处表明两个涡流的形成。这些涡流可能是冲击波 X 和 Y 后面的反压与柱表面边界

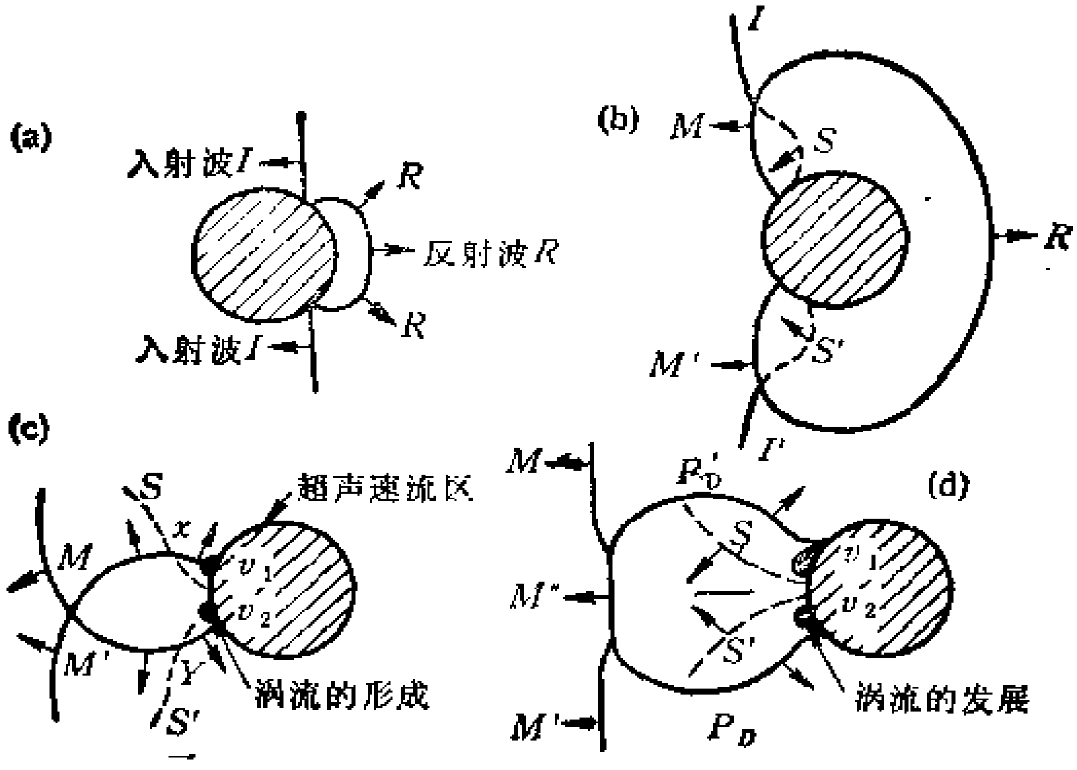


图 4-21 绕圆柱时，冲击波阵面与圆柱相互作用的示意图

层流的相互作用所引起的.阴影部分是超声流的局部区域.在图 4-21(d) 中，马赫杆 M 和 M' 已经向柱的下游运动了一段路程。马赫杆 M'' 将 M 和 M' 的自由空气部分与终止在圆柱表面的绕流部分马赫杆 P_D 和 P'_D 相连。

在图4-22(a)和(b)中，P_D 的底部已进一步绕柱的上游运动，注意流动分离点已跟在这个冲击波的后面、在图 4-22(c)中，涡流 V_1 和 V_2 正在脱离柱面；而在图 4-22(d)中，涡流被扫向下游，流动分离点又朝柱的背面运动。

2. 绕流压力和滞止压力的确定

冲击波通过障碍物时环流所需的时间，由于在前壁形成环流所需的时间为稀疏波经过前壁较大线性尺寸所需时间的二倍，因为此时前壁边缘内外的超压差已趋于消失。 故环流

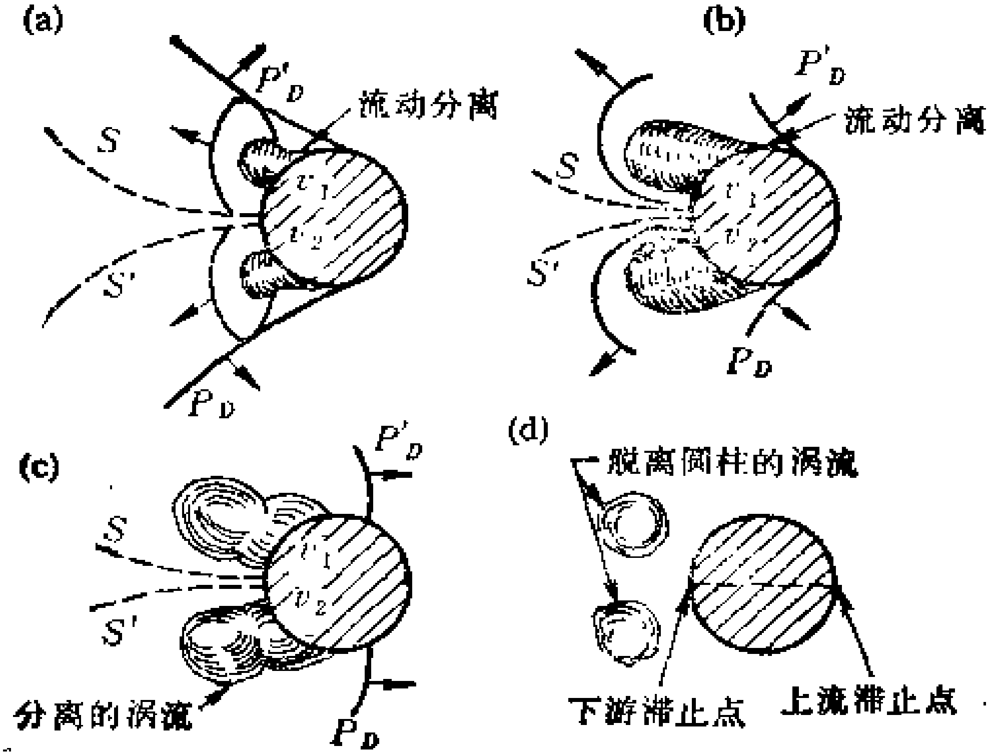


图 4-22 冲击波对圆柱的绕流

时间t_s应取下述两个值中最小的一个

$$t_s = \frac{2h}{C_{x0}} \tag{4-25}$$

$$t_s = \frac{b}{C_{x0}} \tag{4-26}$$

式中 h 为障碍物的高度，b 为障碍物的宽度，C_{x0} 为障碍物前壁反射波内空气中的声速(可按以前所述的公式计算)。

因此在确定前壁上的环流压力以前，我们先观察环流时障碍物周围空气的流动情形。图 4-23 中带箭头的细线表示流线。在 B 点处，空气质点的运动速度为零，称为滞止点(又叫驻点)，因而动能为零。但是根据能量守恒定律，在远离障碍物的 A 点与障碍物上的 B 点的空气总能量应该相等。考虑到流动过程很快，空气质点之间的热量交换极少，可以忽略不计。这样，A 点处单位体积的压力势能与动能之和应当等于 B 点处单位体积的压力势能(因为 B 点处没有动能)，其表达式为：

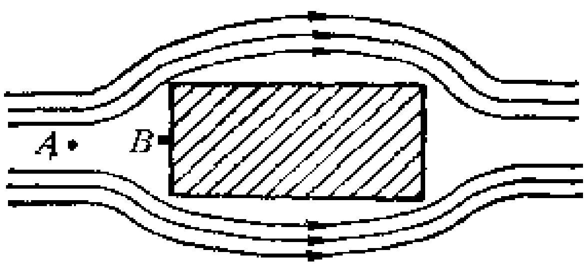


图 4-23 流线

$$P_A + \frac{1}{2}\rho_A \cdot v_A^2 = P_B$$

或

$$\Delta P_B = \Delta P_A + \frac{1}{2}\rho_A v_A^2 \tag{A}$$

式中：P_A 和 P_B 分别为 A 和 B 点处的压力；ρ_A 为 A 点处的空气密度；v_A 为 A 点处的空气质点速度；ΔP_A 和 ΔP_B 分别

为 A 和 B 点处的超压。

上式即为 B 点的滞止压力，但是该式是将空气作为不可压缩气体来考虑的，当 v_A 较小时(弱击波)该式适用，但当 v_A 较大时，就要考虑空气的可压缩性．于是，将上式修正为

$$\Delta P_B = \Delta P_A + (1+\varepsilon)\frac{\rho_A v_A^2}{2}$$

其中 ε 是考虑空气压缩性的修正系数。

但是，被环流的障碍物正面上的其它各点的运动速度并不等于零。因此这些点上的压力并不完全等于滞止压力 ΔP_B，所以计算环流压力是很繁冗和复杂的。

为了方便起见将环流压力 ΔP_S 大略的考虑为反射压力 ΔP_R 的一半，即

$$\Delta P_S = \frac{1}{2}\Delta P_R \tag{4-27}$$

三、空气冲击波对目标物的破坏作用

装药在空气中爆炸时产生的冲击波，对周围的目标(如建筑物，各种装备和人员等)产生不同程度的破坏和损伤。但是各种目标在爆炸冲击波作用下的破坏和损伤是一个极复杂的问题。它不仅与冲击波的作用情况有关，而且与目标物的形状，本身的强度，弹性等因素有关。因此冲击波对建筑物产生的荷载及破坏作用的大小，决定于下面的因素：

(1) 冲击波阵面上超压 ΔP 的大小；

(2) 冲击波的作用时间及作用压力随时间变化的性质；

(3) 建筑物所处的位置，即建筑物与冲击波阵面的相对关系，如冲击波阵面平行于还是垂直于建筑物；

(4) 建筑物的形状和大小；

(5) 建筑物的自振周期等等。

当然，上列的仅是一些主要因素，尚有其他一些更复杂的因素。

在研究冲击波的破坏作用之前，我们乘此机会先介绍一下爆炸的总的破坏机理，即爆轰产物的直接破坏作用，而爆炸的破坏作用由爆炸产物的总功来决定。由于炸药性质，装药重量和在爆炸时周围介质特性的不同，它的表现形式也不一样，而作用的距离远近也不同。

炸药的作功能力以及与此相关的爆炸破坏效应，在其它相同条件下，随炸药势能和气态爆炸产物比容的增加而增高。

当炸药性质和装药重量给定时，爆炸的有效作用距离在相当程度上也取决于装药的几何形状和它的起爆方法。

由爆炸产物膨胀的等熵定律可以从理论上确定爆炸产物所作的功

$$dA = -dE = -C_v dT$$

由于

$$C_v = \frac{nR}{k-1}$$

所以

$$A = \frac{nRT_D}{k-1}\left(1 - \frac{T_1}{T_D}\right) \qquad (4\text{-}28)$$

如果把 A 化作一公斤炸药所作的功，并考虑到 $Pv^k =$ 常数，$Tv^{k-1} =$ 常数和 $T^k P^{1-k} =$ 常数，最后得出

$$A = \frac{F}{k-1}\left(1 - \frac{T_1}{T_D}\right) = \frac{F}{k-1}\left[1 - \left(\frac{v_D}{v_1}\right)^{k-1}\right]$$

$$= \frac{F}{k-1}\left[1 - \left(\frac{P_1}{P_D}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] \qquad (4\text{-}28a)$$

式中：T_D·v_D 和 P_D 分别为爆炸瞬间气态产物的温度、比容和压力；而 T_1，v_1 和 P_1 分别为在膨胀过程中的温度、比容和压力。

$F = nRT_D$ 为炸药的"力"，式中 n 为 1 千克炸药爆炸时产生的气态爆炸产物的克分子数。

由于 $R = P_0v_0/273$，其中 P_0 为大气压，v_0 为在标准状态下一个克分子气体的比容。如 P_0 用大气压表示，v_0 用升表示，则 F 具有的能量因次为，(升·大气压)/千克。

当爆炸产物在大气中无限膨胀时，$P_1 = P_0$，$T_1 = T_0$，$v_1 = v_0$，则

$$A = A_{max} = IQ_w \tag{4-28b}$$

式中 I 为热功当量

$A_{max} = IQ_w$ 是炸药的势能，通常把它当作衡量炸药作功能力的尺度。

式（4-28b）是假定爆炸产物完全由气体组成的条件下得出的。如果爆炸产物中不仅是气体，而且还存在有固体和液体的颗粒物质，则 $A_{max} < IQ_w$，在此情况下，如果从理论上来计算 A_{max} 的大小，还应当考虑到气态爆炸产物和凝聚态爆炸产物间在其飞散过程中的热交换，因为它们的冷却速度相差很大，进行这种计算是非常困难的。

装药在大气中爆炸时，冲击波与爆轰波阵面的分离，在某些情况下可能发生在凝聚产物和气态产物热交换之前，其后果是使爆炸能量不能全部传递给冲击波。当炸药在空气中爆炸时，由于反应物的迅速飞散，化学反应来不及全部在爆炸产物有效作用的区域内完成，这就使得炸药的能量得不到充分的利用。但是如果加大装药直径，就会提高完成反应的程度，并且在装药直径 r_0 和颗粒直径 r 给定的情况下，可以使化学

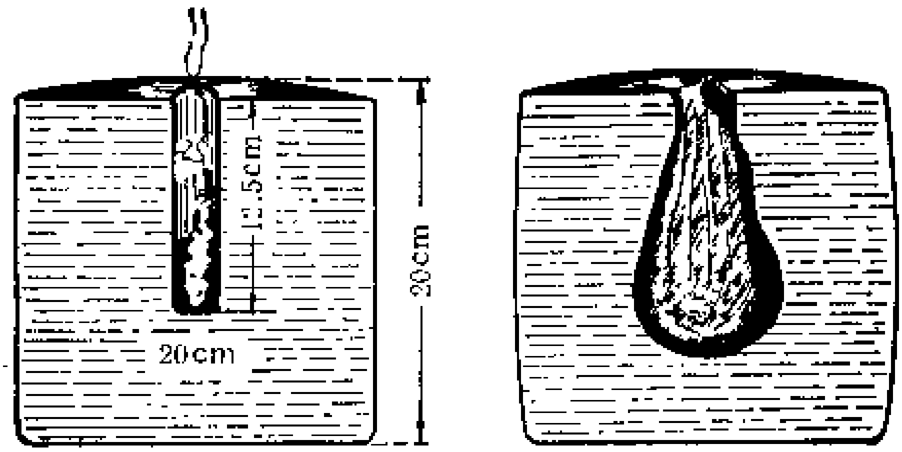
反应的能量的70%传递到爆炸波中。

根据哈里顿的理论，在其他条件相同时，能量损失随装药极限直径的增大而增加。根据 M. A. 萨道夫斯基的实验数据，对于重量为25千克的40/60阿梅托装药，能量损失达36%，而当装药为500千克时，则为13%。

为了在实验室条件下，实际估计炸药的作功能力，通常用所谓铅质弹体的膨胀试验.试验方法如下：称10克炸药放入由精铅制成的密实弹体的柱形槽内（如图4-24(a)所示），用雷管使其爆炸。爆炸后，弹体的柱形槽发生膨胀（如图4-24(b)），其容积的扩大多少就代表炸药做功的大小。弹体的

表4-8　铅弹槽膨胀试验

炸药名称	铅弹膨胀(mm)	炸药名称	铅弹膨胀(mm)
梯恩梯	285	泰　安	500
苦味酸	330	阿梅托 80/20	360
特屈儿	340	代那买特 83%	520
黑索金	480		



(a)　　(b)

图4-24　铅弹试验示意图

直径和高度均为 20 厘米，柱形槽的直径为 2.5 厘米，深度为 12.5 厘米，容积为 62 厘米^3。弹体的重量为 70 千克。

上述实验对几种猛性炸药的试验结果列于表(4-8)。

实验结果表明，炸药的作功能力以及爆炸的破坏效应，实际上不取决于装药的密度，这与理论恰好一致。

由于现代猛炸药的爆轰压力高达 $2—2.5\times10^5$ 千克/厘米^2，所以爆炸之后通常伴随着爆炸产物对周围介质的冲击以及随着形成冲击波，下面主要谈爆炸之后，冲击波对目标(建筑物，军事和民用设施以及人员)的破坏和损伤作用。

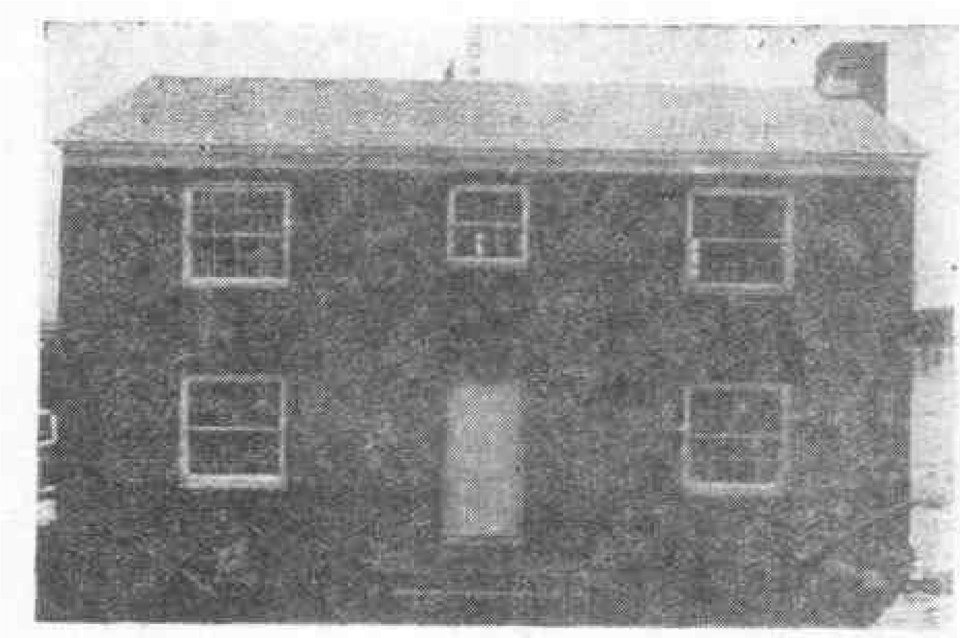
1. 空气冲击波对建筑物的破坏作用

空气冲击波对建筑物的破坏作用与建筑物的自振周期 T，以及空气冲击波的正压作用时间 t_+ 密切相关，根据试验表明，当 $t_+/T\leqslant0.25$ 时，空气冲击波对建筑物的破坏作用主要是空气冲击波的冲量起主导作用，建筑物的破坏与否，主要取决于空气冲击波的冲量的大小。而当 $t_+/T\geqslant10$ 时，空气冲击波对建筑物的破坏作用主要取决于空气冲击波超压的大小。而如果 $0.25\leqslant t_+/T\leqslant T$ 时，则无论按冲量或超压计算，其结果的误差都很大。

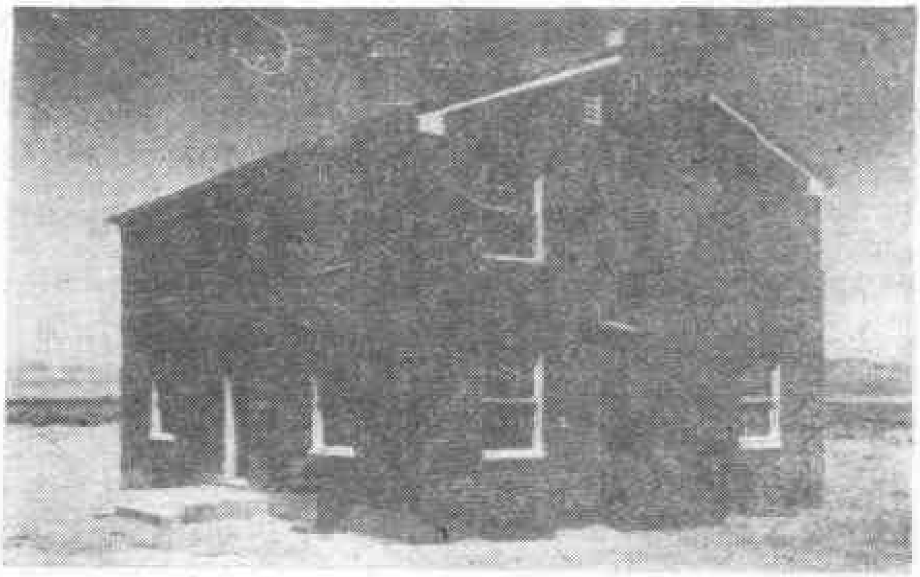
对于化爆，因为正压作用时间 t_+很小，通常按空气冲击波的冲量计算。在工程上要考虑的是，在某一特定的爆炸下(如装药重量已确定的爆炸)，建筑物离开爆炸点多远才不被破坏，反之，在什么距离之内，建筑物必定被破坏，为解这一问题，我们可用材料力学及结构动力学的知识，用能量守恒关系导出

$$R=\sqrt{\frac{BW}{\sigma h}}\cdot\sqrt[4]{\frac{3E}{\rho}} \qquad (4-29)$$

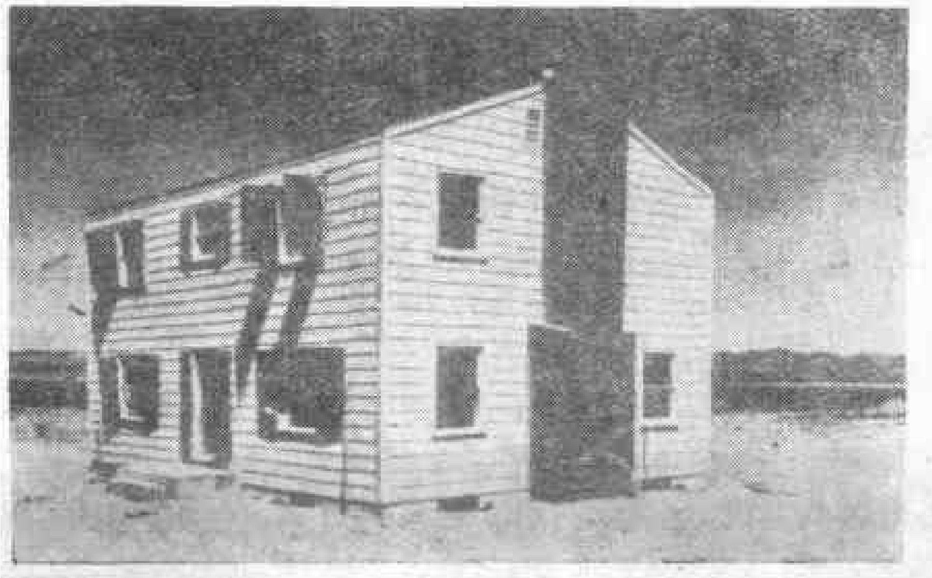
式中：R 为爆炸中心至建筑物的距离；



(a) 砖木结构房屋未受破坏前的情况

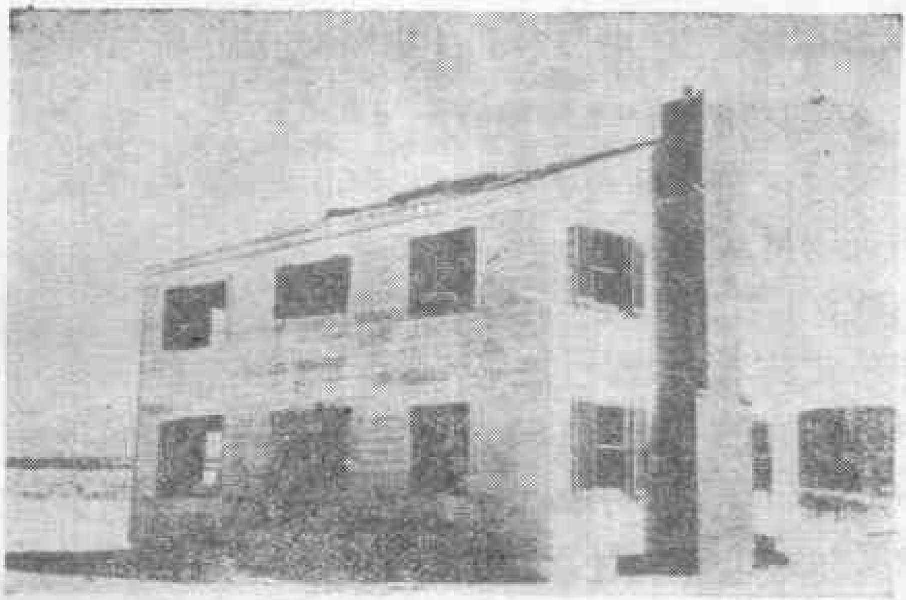


(b) 受0.12千克/厘米^{2}空气冲击波作用后门窗玻璃破坏的情况

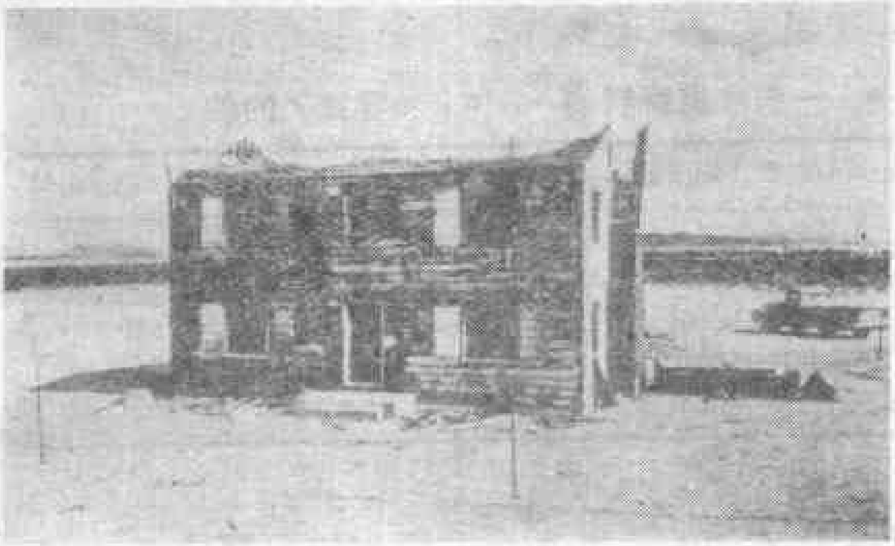


(c) 在0.18千克/厘米^{2}超压作用下迎面门窗倒塌

图 4-25 建筑物的



(d) 在0.24千克/厘米^{2}超压作用下除门窗破坏外，屋盖掀去



(e) 在0.30千克/厘米^{2}超压作用下破坏情况



(f) 在0.37千克/厘米^{2}超压作用下破坏情况

不同破坏程度

E 为建筑物材料的弹性模量；

σ 为建筑物材料中的应力；

ρ 为建筑物材料的密度；

B 为系数；

W 为炸药装药的重量。

在上式中 σ 用材料的许用应力 $[\sigma]$ 代替，所得的 R 即为这种爆炸下建筑物不被破坏的最小距离，或称安全距离。如果用材料的极限强度 σ_B 代替 σ 时，即可得到在这一爆炸时建筑物的破坏距离。一些材料的极限强度见表（4-9）。

表 4-9　一些建筑材料的 σ_B，E，和容重 γ 的值

材料名称	E (kg/m²)	σ_B (kg/m²)	容重 γ (kg/m³)
木	10^9	3×10^6	600
钢筋混凝土	2×10^9	5×10^6	2600
钢	2×10^{10}	2×10^8	7800

如果将（4-29）式中的常数项合并简化后可写成

$$R = k\sqrt{W} \tag{4-29a}$$

其中 k 是与目标物性质有关的系数，可查表（4-10）。

在核爆炸时，由于 t_+ 较长（一般是 1—3 秒），各种建筑物的破坏主要是超压所引起，这样（4—29）式即不适用，破坏距离和安全距离主要根据波阵面的超压决定，其经验公式为

$$R = k_1\sqrt[3]{W}\ (\text{米})$$

式中 k_1 是与结构有关的系数，地面核爆炸时各种结构的 k_1 值，列于表 4-11 中。

表 4-10 k 值

目标物名称	k	破 坏 程 度
飞机	1	飞构结构完全损毁
火车头	4—6	
舰艇	0.44	舰面建筑物破坏
非装甲船舶	0.375	船舶结构破坏，适用于 $W<400$ 千克
装配玻璃	7—9	破碎
木板墙	0.7	破坏，适用于 $W>250$ 千克
砧墙	0.4	形成缺口，适用于 $R=k\sqrt{\frac{W}{h}}$，h 为墙厚·米，$W>250$ 千克
砧墙	0.6	形成裂缝，条件同上
不坚固的木石建筑物	2.0	破坏
混凝土墙和楼板	0.25	严重破坏

表 4-11 地面核爆炸时的 k_1 值

超压 ΔP（千克/厘米²）	$k_1=\frac{R}{\sqrt[3]{W}}$	目标的破坏程度
0.1—0.2	15—10	建筑物部分破坏
0.2—0.3	9—7	城市大建筑物有显著的破坏
0.6—0.7	4.5—4.0	钢骨架和轻型钢筋混凝土建筑物的破坏
1.0	3.5	除防地震钢筋混凝土外，其他建筑物均破坏
1.5—2.0	2.8—2.5	防地震建筑物破坏或严重破坏
2.0—3.0	2.5—2.0	钢架桥位移

建筑物抗空气冲击波的能力，我国有关方面做了大量的试验，并结合国外的经验得出基本结果如下：

(1) 当 $\Delta P<0.02$ 千克/厘米²时，建筑物基本无损坏，玻璃窗户偶尔开裂或震落。

(2) 当 $0.02<\Delta P<0.12$ 千克/厘米²时，极轻度破坏，玻璃部分或大部破坏。

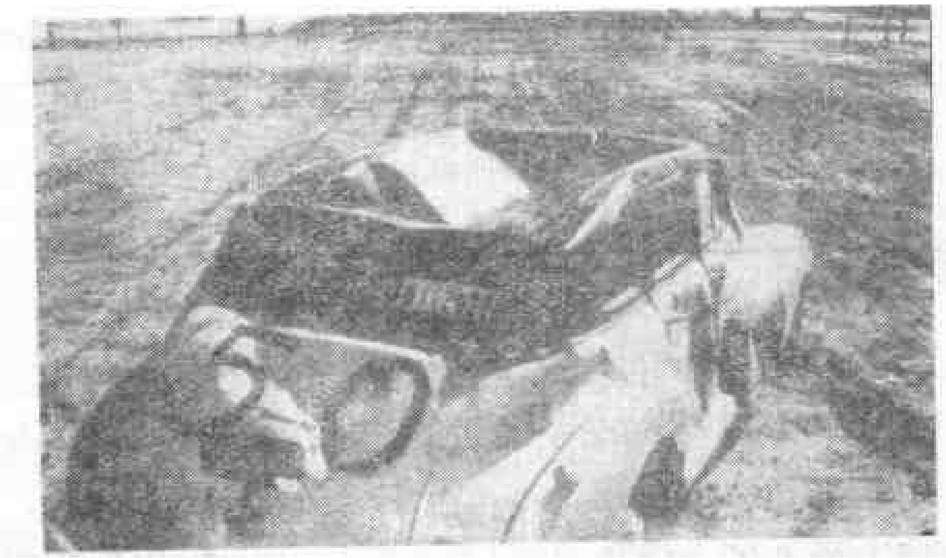
(3) 当 $0.12<\Delta P<0.30$ 千克/厘米²时，轻度破坏，玻璃全部破坏，门窗部分破坏，砖墙出现小裂缝（0.5 毫米以内）和稍有倾斜，瓦屋面局部被掀起。

(4) 当 $0.3<\Delta P<0.50$ 千克/厘米²时，中等程度破坏，砖墙有较大裂缝（0.5—5 毫米）和倾斜（10—100 毫米），钢筋混凝土屋面出现裂缝，瓦屋面掀起，大部分破坏。

(5) 当 $0.50<\Delta P<0.76$ 千克/厘米²时，严重破坏，门窗



(a) 在核爆冲击波超压为 0.25 千克/厘米²作用下，飞机破坏的情况



(b) 作用超压 0.35 千克/厘米²时，汽车破坏的情况

图 4-26 冲击波作用下设备受破坏的情况

摧毁，砖墙严重开裂（50 毫米以上），倾斜很大，甚至部分倒塌；钢筋混凝土屋面严重开裂，瓦屋面塌下。

(6) 当 $\Delta P>0.76$ 千克/厘米^{2}时，砖墙倒塌，钢筋混凝土屋面塌下。

上述六种不同程度的破坏，分别示意于图 4-25(a)—(f)，图中表示的是在不同超压作用下房屋破坏的情况。

图 4-26 所示的是核爆时，设备受空气冲击波的损伤情况。

2. 空气冲击波对人员的损伤

让我们先列出表 4-12 的数据。

表 4-12　300 千克 82 毫米迫击炮弹群爆时的冲击波超压

距离（m）	20	25	30	35	40	45	50
超压 ΔP (kg/cm^2)	0.652	0.421	0.325	0.265	0.24	0.203	0.14

距离(m)	55	60	65	70	75	80
超压 ΔP (kg/cm^2)	0.119	0.102	0.099	0.093	0.081	0.039

我们从表中的数据可以看到，即使是像 82 毫米迫击炮这样的小型武器，当它爆炸时的超压在 20 米远处还可达到 0.652 千克/厘米^2，可想而见在大型炸弹或原子弹爆炸时冲击波的超压了。

再举一个实例：我国在对越自卫反击战中，炮兵打炮摧毁敌方工事，为步兵的胜利进攻扫清了道路，立了很大的战

表 4-13　空气冲击波不同超压对动物损伤的统计

组别	冲击波参数			试验动物数量	损伤例数	伤情													伤情等级			
						心肌出血			心肌坏死			肺出血	耳膜破裂	其他脏器出血								
	ΔP (kg/cm²)	$t_{升}$ (ms)	t_+ (ms)			轻度	中等	严重	轻度	中等	严重			膀胱	胃	肾上腺	脾	脑	重度	中度	轻度	无伤
I	1.52—1.64	200—237	1040—1100	6	0																	6
I	1.66—2.00	202—218	1040—1140	6	1				1												1	5
I	2.25—4.09	162—218	1040—1380	10	7	5			2			3	1								7	3
I	4.09—4.79	138—169	1380—1800	4	3	2			1			1	2	1		1	1				3	1
I	5.29—5.87	137—140	1324—1900	6	6	1	1	2	3			3	4	1	1				2	1	3	
I	6.00—6.38	142—154	1960—2320	3	3	1	1	1	1	1		1	3			3	3	1	1	1	1	
合计				35	20	9	2	3	8	1		8	10	2	1	4	4	1	3	2	15	15

表 4-14 缩短升压时间 $t_{升}$ 及延长超压作用时 t_{+} 对动物伤情的影响

组别	冲击波参数			试验动物数量	损伤例数	伤情													伤情等级			
						心肌出血			心肌坏死			肺出血	耳膜破裂	其他脏器出血								
	ΔP (kg/cm²)	$t_{升}$ (ms)	t_{+} (ms)			轻度	中等	严重	轻度	中等	严重			膀胱	胃	肾上腺	脾	脑	重度	中度	轻度	无伤
II	6.43—6.56	51	1160—1180	4	4			2		2		2	4			2	1	3	2	2		
III	6.07—6.15	177—188	3700—5060	3*	3		2	1	1	2		2	3	2		2		2	1	2		
I	6.0—6.38	142—154	1960—2320	3*	3	1	1	1	1	1		1	3					1	1	1		

* 现场当即死，无法查伤的一只未计在内.

功。可是在打炮时由于没有很好的防护，炮弹在发射过程中由于弹壳中炸药爆轰而产生的冲击波也损伤了炮兵的耳膜，一般轻微的经过战后的治疗虽能治愈，但也影响了听觉，较严重的引起了丧失听觉，有的甚至引起神经系统的疾病。由此可知，空气冲击波对人员的损伤（叫做冲击伤）是相当严重的。

作者曾对此作过较多的试验，试验动物是狗，由于狗的抗冲击伤的能力基本接近（或强于）人类，且以狗作为试验对象比较经济，也容易取得（当然在做此种试验时，最合适的动物是猴子），作者对 60 只狗所作试验的情况和结果如下：

试验是在大型爆炸发生器中（也称模爆器）以控制不同的超压 ΔP，升压时间 $t_{升}$ 和正压作用时 t_+ 进行的，对于不同的 ΔP，$t_{升}$，t_+，动物损伤的情况如表 4-13 所列。冲击波的波形曲线如图 4-27 所示（升压时间为 175 毫秒，正压作用时间为 1240 毫秒，时间为 1972 年 9 月 20 日）。

从表（4-13）中可以看出，超压值在 1.66—2.00 千克/厘米^2 的6只狗中，只有一只狗心肌灶性坏死，为轻度冲击伤，其余 5 只狗无伤，超压值在 1.52—1.64 千克/厘米^{2}中的 6 只狗均无伤，故引起动物轻度冲击伤的超压阈值为 1.66 千克/厘米^2。随着超压峰值的增高，动物的伤情越来越严重，而且冲击伤的发生率也越来越高。如超压峰值在 2 千克/厘米^{2}以内 12 只狗中，冲击伤发生率仅为 8%（1/12），且为轻度；超压在 2—4.5

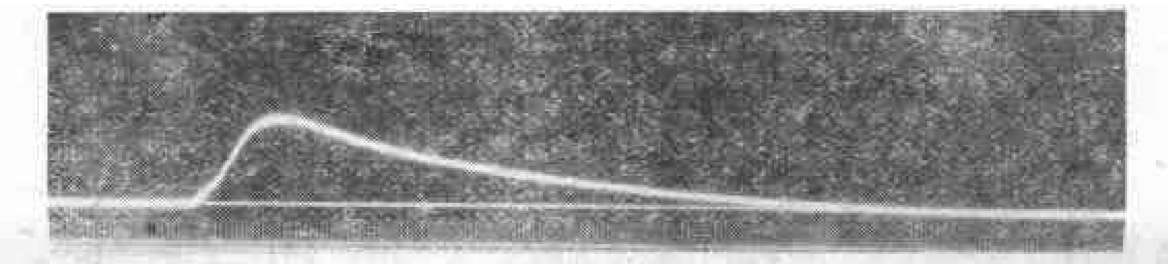


图 4-27　实测的冲击波曲线

千克/厘米^{2}时，冲击伤发生率明显增高，达 71%(10/14)，而超压大于 5.29 千克/厘米^{2}时，100% 的动物发生了冲击伤，且出现中度、重度伤情。

需要指出的是，此项试验是根据某种现场实战要求(有一定的防护设备，冲击波是破坏了防护设备之后，再冲击人员，故相应的大大提高了升压时间)而模拟进行的，所以选择的冲击波波型曲线中升压时间特别长，因此相应的动物抗冲击伤的能力提高很多，竟达 6.00 千克/厘米^{2}左右，才有重度伤情。

为此也进行了缩短升压时间和增加正压作用时间的试验，其结果列于表 4-14。

从表 4-14 可以看出，缩短升压时间，而超压峰值接近相同时，动物的冲击伤程度有显著的增加。所以对于没有防护设备，冲击波对于人员的冲击伤情(无升压时间，超压值相同时)要大大提高，根据国外的试验资料，空气冲击波对人员的冲击伤情况，列于表 4-15。

表 4-15 冲击伤

冲击波超压(无升压)(kg/cm^2)	损伤程度
0.2—0.3	轻微(轻微的挫伤)
0.3—0.5	中等(听觉器官损伤，中等挫伤，内脏轻度出血，骨折等)
0.5—1.0	严重(内脏严重挫伤，可引起死亡)
>1.0	极严重(可能大部死亡)

作者也曾在激波管中对动物(豚鼠)作过试验，其冲击波波形如图 4-28 所示。

波形无升压时间，平台形(矩形)荷载，此种波形与图4-

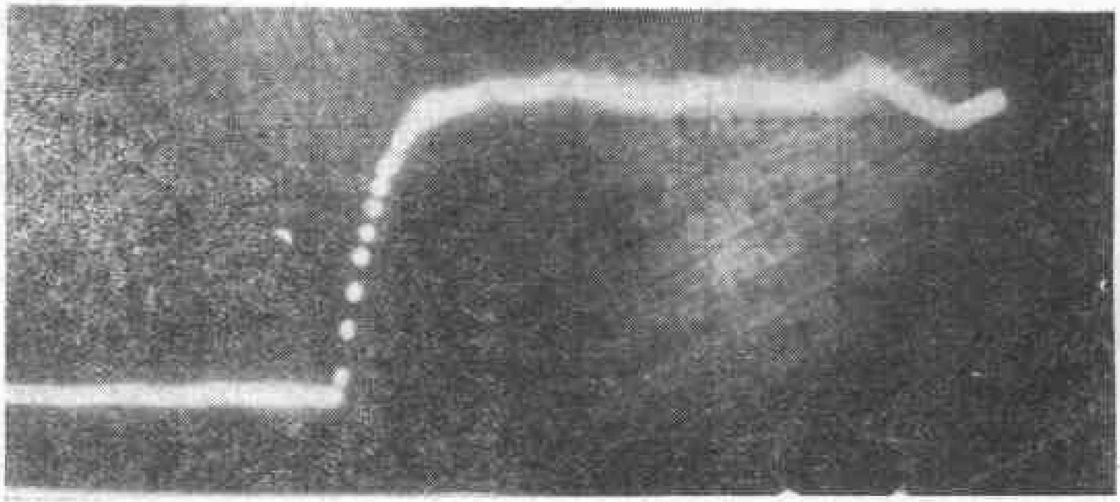


图 4-28 激波管中的冲击波图形

27 的波形是完全不同的，但试验结果动物抗冲击伤的能力是在 1 千克/厘米²左右。由此可以判断，动物在抗实际冲击波的能力方面，要比表 4-15 所列的高一些，要比表 4-14 所列的低得多(实际冲击波是无升压时间三角形波形)。

§4-5 对空气冲击波的防护

空气冲击波不仅来自敌方的核武器或常规武器(炮、炸弹)的袭击，也可能是生产过程中的事故所引起，例如炸药仓库，乙炔车间等等由于事故而引起的爆炸。据报道，美国、加拿大等国，每年在偶然性的爆炸事故中，死伤的人数高达 400—1000 人左右，近年来我国也屡有爆炸事故发生。所以对于空气冲击波的防护，不仅在战争时期是必不可少的，而且在和平建设时期的某些生产过程中也必须对偶然事件的爆炸冲击波加强防护。对于空气冲击波的防护，无非是两个方面，一是"堵"，二是"消"，所谓"堵"即是把空气冲击波完全堵死。例如修筑地下工程(地下指挥所、车间、宿舍等等一切日常生

产、生活所必须的建筑设施)，而在地下工程的入口处，以防护门将空气冲击波完全拒之于门外。所谓"消"是在某些无法将空气冲击波完全堵死的地方，如地下工程的通风口，给排水进出口管道，柴油发电机的排烟口等，必然要进入空气冲击波，于是就必须将空气冲击波的压力削弱到允许的范围之内，这样就必须消波。其他如在乙炔等易爆车间或炸药仓库等附近的建筑物，应有多大的安全距离，又如果这些建筑物必须设置在允许的安全距离之内时，又必须采取何种防护措施等，这些是在防护上必须讨论的问题。下面对这些问题作一简单的介绍。

一、消波扩散室

我国许多城市都修建有地下建筑，地道等防护措施(人防工程)。这些人防工程往往要求对进入的空气冲击波进行削减，为此曾设计出各种类型的冲击波减压装置。如各种型式的防爆活门，砾石消波室等等，而其中以消波扩散室是最简单

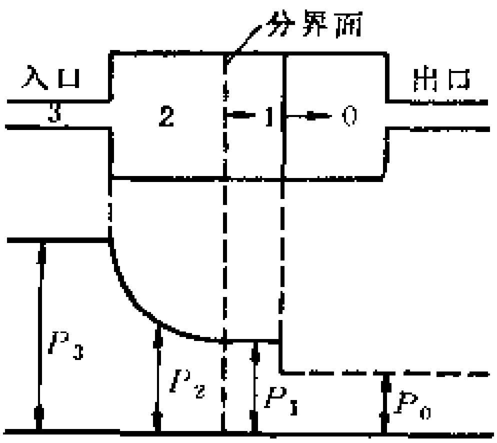


图 4-29 消波扩散室平面图

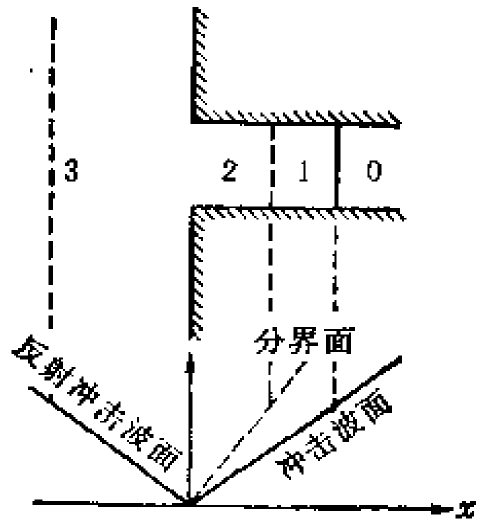


图 4-30 冲击波在管道中的传播

的一种，其平面如图 4-29 所示。冲击波由入口处的通道进入扩散室，由于扩散室体积突然扩大许多倍，于是压力从 P_3 衰减到 P_1，最后由另一通道流出，这时经过扩散室消波的冲击波压力称为消波后的余压。

空气冲击波由管道进入扩散室的传播情况，可以分成两个方面来考虑，一是冲击波在管道中的传播，二是进入扩散室后的传播。下面分别予以介绍。

1. 冲击波在管道中的传播

空气冲击波进入管道和在管道中的传播如图 4-30 所示。在管道进口处有壁面(一般地下工程的坑道口，大都属于此种情况)，则空气冲击波碰到壁面时就发生反射，其结果使流进管道内的压力增高。假设入口处空气冲击波压缩区的长度比管道直径大得很多，反射壁面无限大。这时，空气冲击波流进管道的初始阶段会出现四个区；“0”区是未经扰动的静止区；“1”区是冲击波通过后介质状态突跃增高的压缩区；“2”区是流进管道的压缩区；“3”区是反射冲击波通过的压缩区。分界面把“1”区和“2”区隔开。“0”区和“3”区的压力，质点密度和质点速度都是已知的，而剩下的 6 个未知数 P_1、ρ_1、v_1和 P_2、ρ_2、v_2 可以由冲击波的基本方程式确定，即

由界面连续条件

$$P_1 = P_2, \quad v_1 = v_2$$

冲击波基本方程式

$$\rho_1/\rho_0 = \frac{P_1(k+1)+P_0(k-1)}{P_1(k-1)+P_0(k+1)}$$

$$v_1 - v_0 = \sqrt{(P_1 - P_0)\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1}\right)}$$

柏努利方程

$$v_2^2 = \frac{2k}{k-1} \cdot \frac{P_3}{\rho_3} - \frac{P_2}{\rho_2}$$

等熵方程

$$\frac{P_3}{P_2} = \left(\frac{\rho_3}{\rho_2}\right)^k$$

由此，ΔP_1 可以利用上述方程解得，由不同的 ΔP_m（进入管道前空气冲击波的超压）可以得到相应的 ΔP_1，但计算较复杂。为简化起见，令

$$\Omega = \frac{\Delta P_m}{\Delta P_1}$$

将计算结果作成曲线，见图 4-31。

空气冲击波在管道内传播时，由于管壁不光滑，会引起摩擦损耗，从而使空气冲击波压力不断衰减。由实验得知，管壁粗糙度引起冲击波衰减的关系式为

$$\frac{\Delta P_N}{\Delta P} = e^{-k\frac{x}{d}}$$

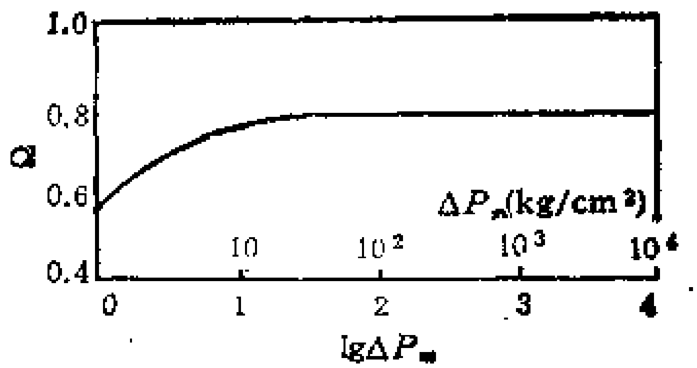


图 4-31 Ω与管道入口处冲击波压力的关系（当 $\lg\Delta P_m < 0$，取 $\Omega = 0.5$）

式中：k 为与管壁表面粗糙度有关的系数，$k = 0.4\xi$；

d 为管道直径；

x 为冲击波沿管道传播的距离；

ξ 为动力摩擦（粘性）系数，由下式计算

$$\xi = \frac{1}{\left(2\lg\frac{d}{2k_1} + 1.74\right)^2}$$

其中 ξ_t 为表面凹凸不平的深度。

由此，空气冲击波沿着等截面管道(坑道)流动的压力计算式为

$$\Delta P = \frac{\Delta P_m \alpha R}{Q(\alpha R + x)} e^{-\omega\xi\cdot\frac{x}{d}}$$

式中：R 为管道进口处到爆炸中心的距离；

α 为与管道入口处冲击波压力有关的系数，如图 4-32 所示。

2. 冲击波在扩散室内的传播

扩散室又称冲击波的膨胀室或减压室，其作用是在较短的距离内使冲击波阵面上的压力衰减到预定值。一般用衰减系数 β 来衡量扩散室的消波能力。实验表明，衰减系数与扩散室的直径有关。

由图 4-29 根据质量守恒定律

$$\rho_3 v_3 S_0 = \rho_2 v_2 S$$

由分界面连续条件：

$$P_1 = P_2,\quad v_1 = v_2.$$

等熵方程：

$$\frac{P_2}{P_3} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_3}\right)^k$$

从而得

$$\frac{v_3}{v_1}\left(\frac{P_3}{P_1}\right)^{1/k} = S/S_0 \tag{4-30}$$

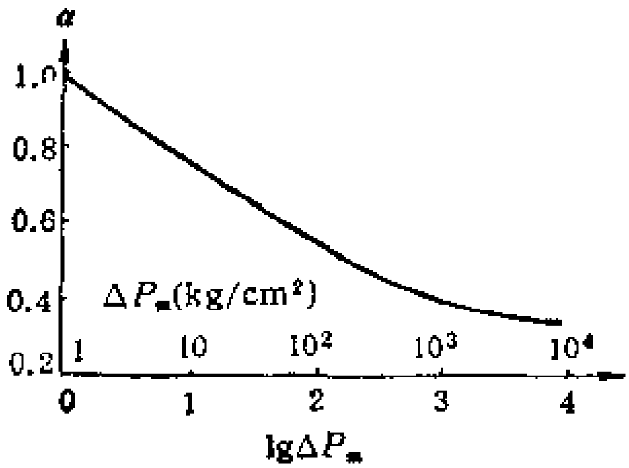


图 4-32　α 与管道入口处冲击波压力的关系
(当 $\lg\Delta P_m<0$，取 $\alpha=1$)

式中：S 和 S_0 分别为扩散室和入口管道的截面积。通常 ΔP_3 和 S_0 是已知的，因此 ΔP_1 和 S 的关系可以直接确定。由于 v 正比于冲击波阵面压

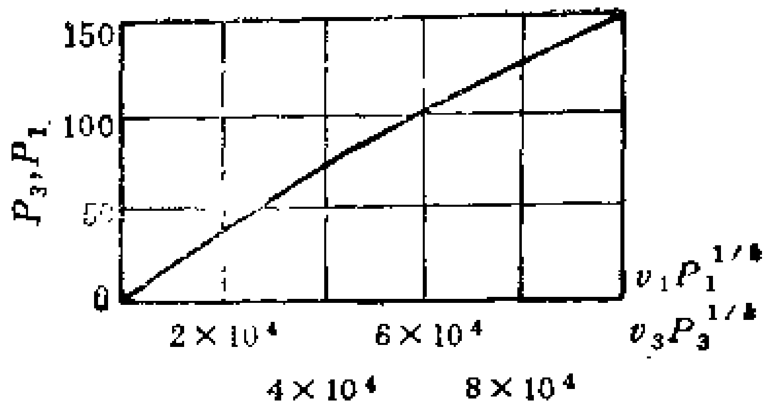


图 4-33　$vP^{1/k}$ 与 P 的关系

力。因此，可将 $vP^{1/k}=f(P)$ 作成图 4-33 的曲线。

扩散室余压具体计算步骤如下：

(1) 根据预定的 P_3 值，由图 4-33 查出 $v_3P_3^{1/k}=f(P_3)$

(2) 将查得的值除以面积比 $\frac{S}{S_0}$，于是由式 4-30 得到

$$v_1P_1^{1/k}=v_3P_3^{1/k}\frac{S_0}{S}$$

再按此式反过来查图 4-33 得到 P_1，于是冲击波超压

$$\Delta P_1=P_1-P_0$$

就可求出。

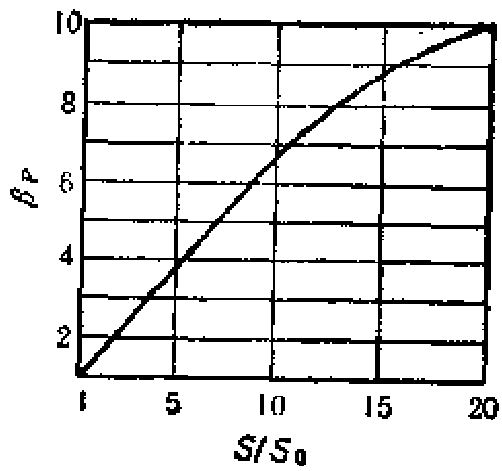


图 4-34　β_P 与 S/S_0 的关系

(3) 确定膨胀后的冲击波进入管道时的超压 $\Delta P_1'$，这时必须考虑冲击波是由宽截面的扩散室流入窄截面管道时壁面的反射，即

$$\Delta P_1'=\frac{\Delta P}{Q}$$

(4) 求出扩散室的衰减系数

$$\beta = \frac{\Delta P_3}{\Delta P_1'}$$

在近似计算时也可以利用下式

$$\beta_P \approx \Delta P_r / \Delta P_c = \left(\frac{S}{S_0}\right)^{0.8}$$

式中：ΔP_r 为扩散室入口处的压力；

ΔP_c 为扩散室出口处的压力。

由上式得到的曲线如图 4-34 所示。

但上式中的β_P没有考虑膨胀后冲击波在壁面上的反射。

二、安全防护距离的确定

安全距离是根据国家规定的建筑物安全等级标准确定的防护空气冲击波的最小距离。

防护冲击波破坏的安全距离，是要求我们在设计时把建筑物的破坏程度控制在国家安全规范允许的安全等级范围之内，合理地防护空气冲击波的破坏作用。研究防护冲击波的安全距离，主要是针对有爆炸危险的物品的生产，试验，贮存、运输和销毁过程中的安全。

对于炸药、军火、弹药、乙炔等等有爆炸和爆燃危险的工房、车间、仓库等，按危险程度，又可分为爆炸危险性工(库)房和起火危险性工(库)房等。危险品在车间和仓库内生产或贮存过程中，一旦发生事故而爆炸，不仅车间和仓库本身将受到破坏或人员受到伤亡，而且还能使附近建筑物遭到严重破坏。如果在危险品车间或库房内设置防护设施(如防爆墙等)，在发生爆炸时可以减轻危险品车间或库房本身的破坏程度，且同时可减轻对其他建筑物的破坏作用。

为了确保炸药和弹药等危险品的生产、试验、贮存，运输和销毁过程中的安全，对具有爆炸危险性的建筑物都要求有一定的防护冲击波的安全距离。另外对于炸药和弹药之间还要考虑殉爆的(见第一章)安全距离。

1. 防护冲击波的安全距离

冲击波对于建筑物的破坏作用，决定于冲击波的强度以及建筑物的材料本身的抗爆能力，自振周期等等。至于其安全距离的具体计算如本章第四节所述。

2. 防殉爆安全距离

某一炸药(主爆炸药)爆炸后，在一定的距离之内，通过一定的介质，如水，空气等会引起另一炸药(从爆炸药)的爆炸，此种现象称为殉爆。防止两个装药互相殉爆的最小距离称为防殉爆安全距离。在设计炸药仓库时，必须考虑此药库爆炸时不致引起附近其他药库的殉爆，也即是说两个药库之间的距离必须大于防殉爆安全距离。由于炸药的殉爆时间很短，与空气冲击波正压区相比，它只占前端很小的一部分，所以冲击波峰压是引起炸药殉爆的主要因素。防殉爆安全距离可按下式计算

$$R = K\sqrt[3]{W} \tag{4-31}$$

式中 R 为防殉爆安全距离(米)，W 为 TNT 当量(千克)，K 为殉爆安全系数(米/千克$^{\frac{1}{3}}$)，对 TNT 一类的库房，取 $k=2$。

三、土围墙和防爆墙

1. 土围墙

在国家防爆安全规范中规定，A 级危险品工房(火药，炸药，军火库等)应设置土围墙，以防护冲击波的作用，从而

缩短工房之间的防爆安全距离．土围墙的设置，可分为二种情况；一是在爆炸点设置土围墙；二是在被防护 建 筑 物 处设置土围墙． 至于在爆炸点设置土围墙的作用究竟有多大，看法很不一致，反映在规范的制定上也有很大差别．苏联的安全规范认为设置土围墙，可使防护的安全距离缩短一半．美国的有关资料认为5吨以下的药量可以缩短一半，而大于20吨药量则不起作用．而英国规范又认为可缩短1/3．而当如图4-19所示的情况，土围墙高宽都不大时，冲击波在墙的两侧同时产生环流，当两个环流绕到墙后继续运动时就发生相互碰撞现象，碰撞处的压力骤然升高．受到冲击波作用后环流同时

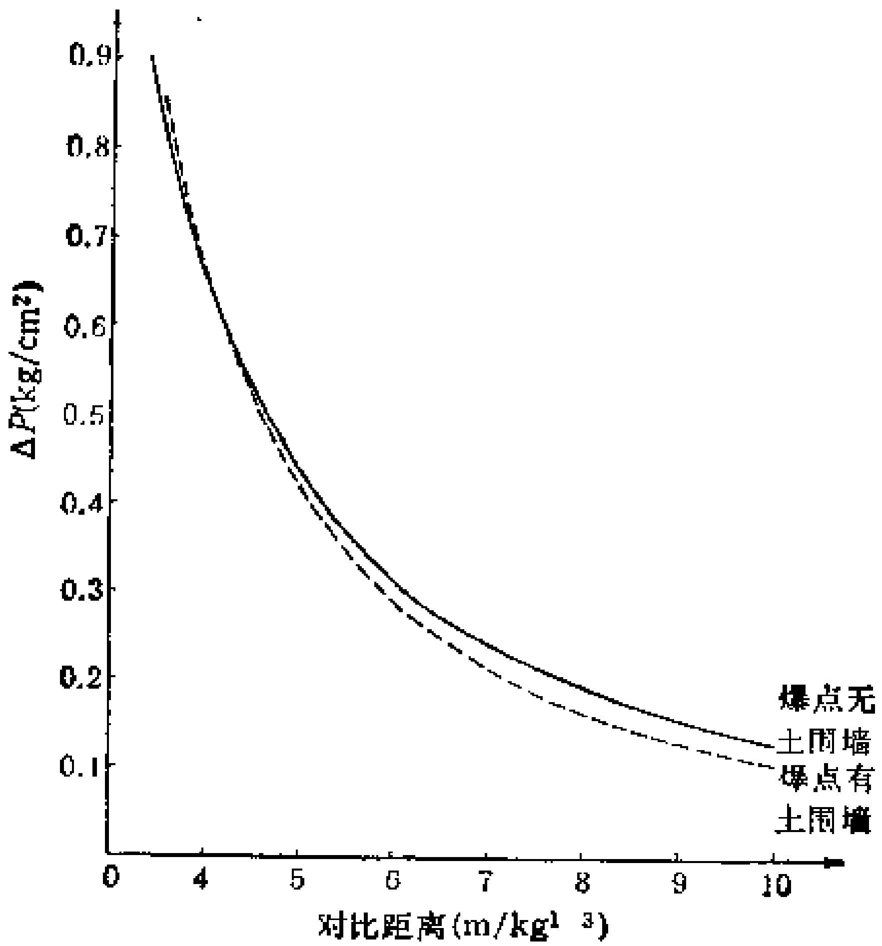


图 4-35 爆点有土围墙和无土围墙时冲击波超压与对比距离的关系

产生于墙的顶端和两侧，这时在墙后的某处会出现三个环流汇聚作用的合成波区，该区压力很高，因此利用土围墙防护时，在墙后某处冲击波的破坏作用比无墙时更加厉害。所以有些资料认为，有土围墙的药库对附近药库的危险性比无土围墙的更大。为了正确认识土围墙的作用，我国有关单位，在国家计委的支持下，作了大量的现场爆炸试验，取得了不少可贵资料。对接触爆炸有土围墙与无土围墙时冲击波超压与对比距离的关系如图 4-35 所示。相应的冲击波超压的经验计算公式为

有土围墙，药量在 0.3—40 吨时

$$\Delta P = 0.23\frac{\sqrt[3]{W}}{R} + 7.73\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2 + 6.81\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3 \text{千克/厘米}^2 \qquad (4-32)$$

$$3 \leqslant R/\sqrt[3]{W} \leqslant 18$$

无土围墙时，药量在 1—1000 千克时

$$\Delta P = 0.57\frac{\sqrt[3]{W}}{R} + 6.09\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^2 + 4.37\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^3 \text{千克/厘米}^2 \qquad (4-33)$$

$$3 \leqslant R/\sqrt[3]{W} \leqslant 13.5$$

从图 4-35 可以看出，若对比距离在 4 以内时，爆点有土围墙时，冲击波超压反而要大一些。所以在这段距离内有建筑物，爆点有土围墙的冲击波破坏作用反而增大。若对比距离增大到某个值以后，其峰值压力比爆点无土围墙的要小，这时土围墙才开始起到防护的作用。当冲击波传到更远距离

处，两条曲线几乎重合，这说明在很远距离处，爆点土围墙又不起防护作用。所以这说明了，爆点土围墙的作用与对比距离有关，根据试验结果，其关系如表 4-16 所示。

从表中可以看出，对比距离较小时，土围墙的作用出现负值，这说明爆点有土围墙反而不利。当对比距离较大时，开始呈现土围墙的防护作用，但从整个数据来看，爆点有土围墙的防护作用并不显著。

如果在被防护建筑物处设置土围墙，其作用就大不相同，土围墙的防护作用就特别明显。因为，当空气冲击波刚越过土围墙顶部时(如图 4-36)所示，由于空间突然扩大，而在墙后出现稀疏区使冲击波峰值超压骤然下降，从而起到较好的防护作用。当然，不希望建筑物与土围墙之间的距离在前面

表 4-16 建筑物破坏等级与对比距离的关系

建筑物的破坏等级	冲击波超压峰值 (kg/cm²)	对比距离 $R/\sqrt[3]{W}$		土围墙的作用%
		爆点有土围墙	爆点无土围墙	
二级	0.02—0.12	>9.41	>10.55	10.8
三级	0.12—0.30	5.85—9.41	6.1—10.55	4.1—10.8
四级	0.30—0.50	4.5—5.85	4.6—6.1	2.2—4.1
五级	0.50—0.78	3.70—4.5	3.68—4.6	−0.54—2.2
六级	>0.76	<3.70	<3.68	>−0.54

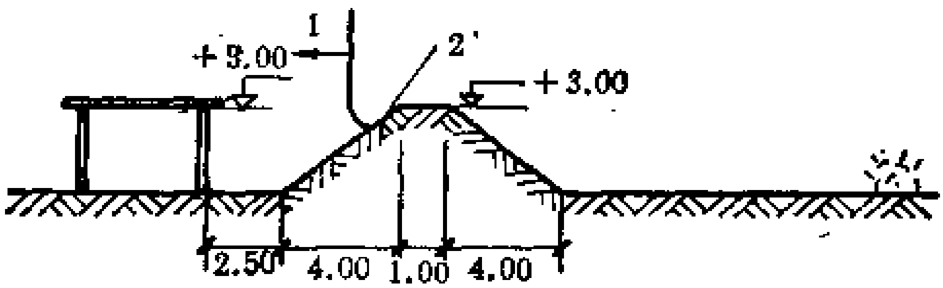


图 4-36 土围墙防护——空气冲击波越过土围墙顶部时的情况
1-冲击波阵面 2-土围墙背面出现稀疏(负压)区

所说的三个环流波合成之处。

2. 防爆墙

对于一些具有爆炸危险性的工房，需要设置防爆墙，以防护空气冲击波的破坏作用。防爆墙一般是由具有较大刚度的钢筋混凝土构成，其厚度根据计算确定。设计防爆墙时，可以根据弹塑性计算，以充分利用材料的强度，达到经济的效果。对于人员的防护，在空气冲击波作用下，防爆墙不应该出现层裂碎片，以避免层裂碎片飞出而击伤人员，因此在弹塑性计算下还需要验算是否会出现层裂现象。

第五章 水中爆炸理论及其作用

§5-1 水中爆炸的物理现象

装药在无限水介质中爆炸时，在装药本身体积内形成的高温、高压的爆炸产物，其压力远远地超过静水压力。因此在水介质中爆炸时，产生冲击波和气泡脉动两种现象。空气和水，以其物理性质来说，有相同的地方，也有其不同之处。所以炸药在空气中和水中爆炸时的物理现象，既有相同处，也有不同的地方，主要区别有下面三个方面：首先是在相等装药爆炸时的水中冲击波的压力比空气冲击波压力要大得多；其次是水中冲击波的作用时间比空气冲击波作用时间要短得多；最后是空气冲击波阵面传播速度比阵面上的声速要大，而水中冲击波阵面传播速度近似地等于阵面声速。引起这几个差别的原因主要是由水的基本特性所致，与空气相比，在一般压力下，水几乎是不可压缩的。实验表明，在75—100千克/厘米^{2}压力时，水的体积变化仅是1/320，当压力为1 000千克/厘米^{2}时，水的密度变化为$\Delta\rho/\rho\approx 0.05$。但是在高压作用下，水又成为可压缩的。所以在高压的爆炸产物作用下，形成水中冲击波。水的密度比空气大得多，而且装药在不同深度爆炸时，水的静水压力是不同的，所以爆炸产物在水中膨胀要比在空气中慢得多。另外，水中声速较大，在18℃的海水中，声速大约是1494米/秒。但是随着水中含气量的多少，水中声速的变化也很大。实验表明，随着水中含气量的增加，水中声速的下降很快。当水中含气量为0.1—1%时，水中声速下降到900

米/秒，而当含气量达6%时，水中声速可下降到500米/秒左右，即接近于空气中的声速。由此可见，在水中爆炸时，要比空气中爆炸复杂得多。

一、水中冲击波

装药在无限、均匀和静止的水中爆炸时，由于爆炸产物高速向外膨胀，首先在水中形成冲击波。此后，在爆炸产物和水的界面处产生反射稀疏波，以相反的方向向爆轰产物的中心运动。水中初始冲击波压力比空气中的大得多，例如空气中初始冲击波压力约为800—1300千克/厘米²，而在水中初始冲击波压力则超过100 000千克/厘米²。随着水中冲击波的传播，其波阵面压力和速度下降很快，且波形不断拉宽，例如球形装药爆炸产生的冲击波，在离爆炸中心 $1—1.5r_0$ 时，其压力下降极快，而在约 $10r_0$（r_0 为装药半径）处压力下降为初始压力的1/100。图5-1表示了一个重量为173千克的梯恩梯装药在水中爆炸时，测得的冲击波在不同距离上的压力下降的情况。由图可知，在离爆炸中心处较近时，压力下降非常快，而离爆炸中心距离较远处，压力下降较为缓慢。此外水中

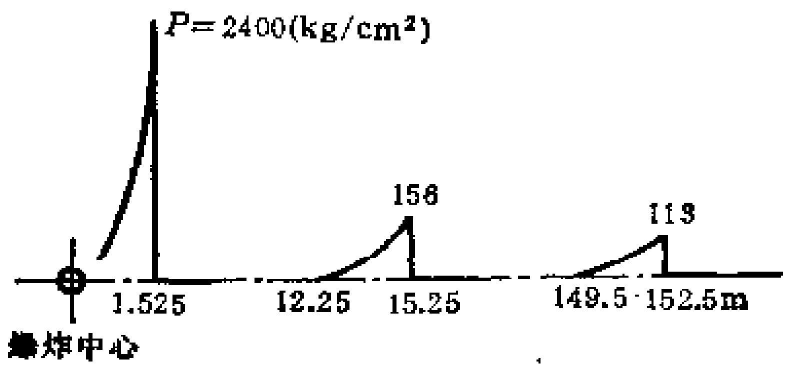


图 5-1 水中冲击波的传播情况

冲击波的正压作用时间随着距离加大而逐渐增加，但比同距离用药量的空气冲击波的正压作用时间却要小许多，前者约为后者的 1/100. 因为水中冲击波阵面速度与其尾部传播速度相差较小，例如水中冲击波压力为 $P=5000$ 千克/厘米^2 时，冲击波速度为 2040 米/秒(空气冲击波的压力为 50 千克/厘米^{2}时，冲击波速度即可达 2230 米/秒，即约为 1/100)，当压力下降到 250 千克/厘米^2 时，水中冲击波阵面传播速度实际上已接近于声速(约为 1450—1500 米/秒)，此时波头与波尾几乎以同一速度运动。

上面讨论的水中冲击波是在无限水介质中爆炸时形成冲击波的情况，但是实际的水介质都是有自由表面(水和大气的界面)和水底的存在。因此水中爆炸后，水中冲击波很快能达到自由表面(或水底)，就要进行反射。下面分别介绍冲击波在到达自由表面和水底时，经过反射后的现象。

1. 在有自由表面存在时，水中冲击波首先到达水面。这时在水面上可以看到一个迅速扩大的暗灰色的水圈，它的移动速度很大，约几十个毫秒后就会消失。冲击波在自由表面发生反射，根据在水面处入射波与反射波相互作用之后压力接近于零的条件，反射波应为稀疏波(实际上从应力波在不同介质中的传播理论也可知道，因为水的声阻抗 ρc 远大于空气的 ρc)。在稀疏波的作用下，表面处水的质点进一步向上飞溅，形成一个特有的飞溅水冢。在此之后，爆炸产物形成的水泡(下面将专门介绍)到达水面，这时又出现了与爆炸产物混在一起的飞溅水柱。气泡在开始收缩前，到达水表面；由于气泡上浮速度小，气泡几乎只作径向飞散，因此水柱按径向喷射出现于水面。气泡在最大压缩的瞬间到达水面时，气泡上升速度很快，这时气泡上方所有的水都垂直向上喷射，从而形

成一个高而窄的喷泉式水柱，其高度和上升速度决定于装药的深度。由于稀疏波从自由表面的反射，可以提高水中爆炸的破坏作用，因此可以利用这一性能，来提高炸药的利用率。

但是当装药在足够深的水中爆炸时，气泡到达自由表面以前就被分散和溶解(由于爆炸产物的能量已耗尽)了，这时水面上就没有喷泉出现。如果在很深的水中爆炸，则在自由表面看不到上述的水中爆炸现象。对普通炸药来说，此种深度 h 为

$$h \geq 9.0\sqrt[3]{W}$$

式中 h 为装药中心的爆炸深度(米)，W 为梯恩梯的装药重量(千克)。

2. 在有水底存在时，水中爆炸如同装药在地面爆炸一样，将使水中冲击波的压力增高。对于绝对刚性的水底，相当于两倍装药量的爆炸作用.实际上水底不可能完全是绝对刚体，它总要吸收一部分能量。实验表明，对于砂质粘土的水底，冲击波压力增加约 10%，冲量增加约 23%。

总之，装药在水中爆炸时，能产生水中冲击波、气泡和压力波。这三者对目标(舰艇，水下建筑物等)都会造成一定程度的破坏作用。

二、气泡脉动现象

和空气冲击波一样，水中冲击波形成之后，它就开始脱离爆炸产物。但不同的是水中爆炸的爆炸产物，在冲击波离开以后，它在水中以气泡的形式继续膨胀，推动周围的水介质径向地向外流动。气泡内的压力随着膨胀而不断下降，当降到周围介质的静水压力时并不停止，由于水流的惯性作用，使气

泡作"过度的"膨胀，一直到最大直径。这时，气泡内的压力低于周围介质的平衡压力(它是大气压力和静水压力之和)，周围的水开始反向运动，即向中心聚合，同时压缩气泡，使气泡不断收缩，其压力逐渐增加。同样由于聚合水流惯性运动的结果，气泡被"过度的"压缩，使其内部压力又高于周围的平衡压力，直到气体压力高达能阻止气泡的压缩而达到新的平衡。于是气泡膨胀与压缩的第一次循环结束。但是此时气泡内的压力比周围介质静压大，就产生第二次膨胀和压缩的过程，通常把这种过程称为气泡的胀缩脉动或气泡的脉动。图 5-2 是由作者所在单位，用高速摄影机，对于梯恩梯在水中爆炸拍摄

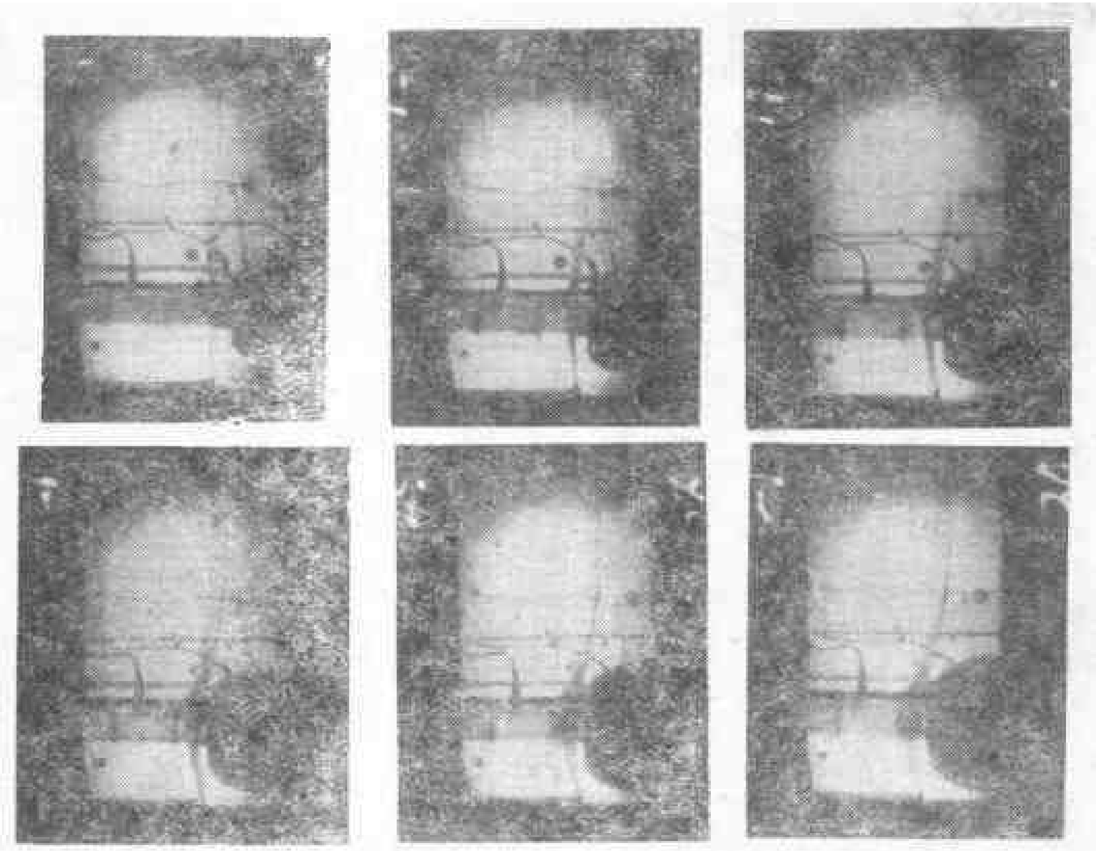


图 5-2 气泡的脉动过程

的全过程中的一个镜头，可以清楚地看到气泡的形成过程。

由于水的密度大、惯性大，这种气泡脉动次数要比空气中

爆炸的多，有时可达十次以上。根据科乌尔的数据，当重量为250克的特屈儿装药在91.5米的深度爆炸时，用高速摄影机拍摄到的气泡半径随时间的变化关系如图5-3所示。由图中可以看到，开始时气泡膨胀速度很大，经过14毫秒后，速度下降为零，然后气泡很快被压缩，到28毫秒后，达到最大的压缩。往后开始第二次膨胀和压缩过程。图中虚线表示气泡的平衡半径，即气泡内压力与周围介质静水压力相同时的半径。不难看出，第一次脉动的80%时间内气泡内的压力低于周围介质的静水压力。

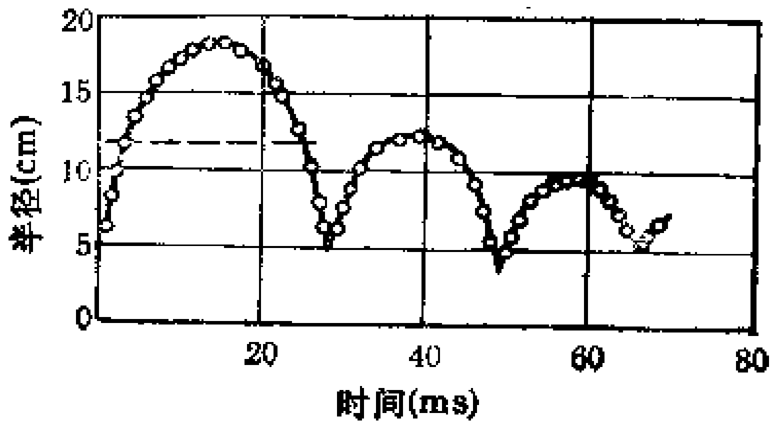


图 5-3 气泡半径与时间的关系

在脉动过程中，由于爆炸气体的浮力作用，气泡逐渐上升。气泡膨胀时，上升缓慢，几乎原地不动，而气泡受压缩时上升较快。爆炸产物所形成的气泡一般均接近于球形。如果装药本身非球状，长与宽之比在1—6范围之内，则离装药 $25r_0$ (r_0 为装药半径)的距离处就接近于球形了。

从自由表面反射回来的稀疏波同气泡作用，可使气泡变形，所以实际的气泡并不完全是球形的。

水中有障碍物存在时，它对气泡的运动影响很大。气泡膨胀时，近障碍物处水的径向运动受到阻碍，气泡有些离开障

碍物的现象。但是当气泡不大时，气泡内腔处于正压的周期不长，因此，这种效应不大。当气泡受压缩时，近障碍物处水的流动受阻，而其它方向的水径向聚合流动速度很大，因此使气泡朝着障碍物方向运动，即气泡好象引向障碍物。再一次脉动，就可能对障碍物作用而引起破坏。

水中爆炸所形成的气泡脉动现象，是由爆炸产物形成的气泡在水中多次膨胀和收缩所形成的脉动。每次脉动消耗一部分能量，其能量分配情况如表 5-1。从表中数据可以看到最初有 59% 的总能量消耗于水中冲击波的形成，剩下的能量留给爆炸产物，而形成气泡脉动。

表 5-1　水中爆炸的能量分配

	爆炸能量的消耗%	留给下次脉动的能量%
用于冲击波的形成	59*	41
用于第一次气泡脉动	27	14
用于第二次气泡脉动	6.4	7.6

* 根据作者所测得的数据，用于冲击波的能量为 65% 左右。

三、二次压力(缩)波

气泡脉动时，水中将形成稀疏波和压力(缩)波。稀疏波的产生相应于每次气泡半径最大的情况，而压力波则与每次气泡半径相对应。通常气泡第一次脉动时所形成的压力波(又称二次压力波)才有实际意义。例如 137 千克梯恩梯装药，在水中 15 米深处爆炸时，在离爆炸中心18米的地方测得水中冲击波的压力与时间的关系如图 5-4 所示。首先到达的是水中冲击波，随后出现二次压力波。实验表明，二次压力波的最大压力不超过冲击波压力的 10—20%。但是，它的作用时间远

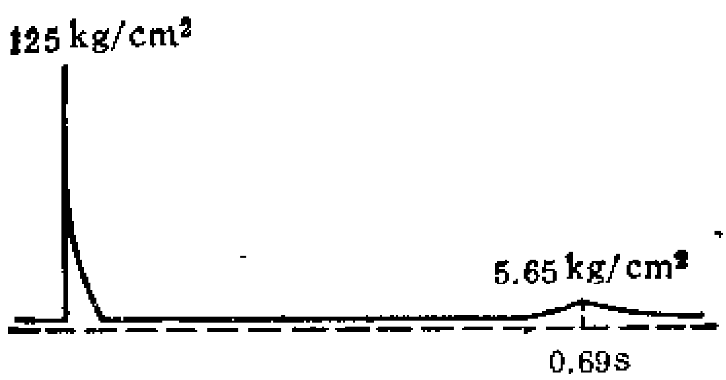


图 5-4 水中爆炸的压力与时间关系

远地超过冲击波的作用时间，因此它们作用冲量可与冲击波相比拟，故不能忽视它的破坏作用。至于以后几次气泡脉动的影响可以不予考虑。下面介绍由于气泡脉动所形成的二次压力波的计算：

1. 二次压力波的峰值压力 P_m 的计算式对于梯恩梯一类的炸药为

$$P_m - P_0 = 72.4\sqrt[3]{W}/R \text{（千克/厘米}^2\text{）} \qquad (5\text{-}1)$$

2. 二次压力波的比冲量 i_m 的计算式为

$$i_m = 6.04 \times 10^{-3} \times (\eta_n Q_w)^{\frac{2}{3}} \cdot W^{\frac{2}{3}}/(Z_n^{1/6} R) \qquad (5\text{-}2)$$

式中：P_0 为静水压力（千克/厘米²）；

W 为装药重量（千克）；

η_n 为在第 $n-1$ 次脉动后留在爆炸产物中的能量分配；

Z_n 为第 n 次脉动开始时气泡中心所在位置的静水压力，以水柱高度（米）表示；

Q_w 为炸药的爆热 （大卡/千克）；

R 为离爆炸中心的距离 （米）。

如果气泡脉动时留在爆炸产物中的能量为 $\eta_n Q_w = 440$（大卡/千克），装药在水深 12 米处爆炸时，(5-2) 式可简化为

$$i_m = 0.22\sqrt[3]{W^2}/R \text{（千克·秒/厘米}^2\text{）} \qquad (5\text{-}2a)$$

这是按表 5-1 所取的 $\eta_{n}=41\%$，装药为梯恩梯炸药，爆热为 1070 大卡/千克。按上式计算的 i_{m} 要比冲击波的比冲量大，但是绝不能由此得出二次压力波的破坏作用比冲击波大的结论(得按具体情况分析)。因为在计算二次压力波比冲量时把微小的超压都考虑在内了，实际上，这种微小的超压对目标的破坏作用没有多大的影响。

3. 气泡最大半径 r_{m} 的经验公式

由于气泡达到最大时的体积为

$$\frac{4}{3}\pi r_{m}^{3}=W\cdot V_{m}=\frac{WQ_{w}}{P_{0}}$$

所以

$$r_{m}=\sqrt[3]{\frac{3W}{4\pi}\frac{Q_{w}}{P_{0}}}$$

简化为

$$r_{m}=k\sqrt[3]{W-P_{0}} \qquad (米) \qquad (5\text{-}2b)$$

式中：k 为与炸药性能有关的系数，对梯恩梯炸药，可取 $k=1.63$。

4. 气泡达到最大半径所需的时间 t_{m}

$$t_{m}=\int_{0}^{r_{m}}\sqrt{\frac{\rho r_{0}^{3}\times 3}{2\times 4P_{0}r_{m}r_{0}(r_{m}-r_{0})}}\,dr=r_{m}\sqrt{\frac{2\rho}{3P_{0}}}$$

同样用梯恩梯炸药则可化简上式

$$t_{m}=0.154\,W^{\frac{1}{3}}/P_{0}^{\frac{5}{6}} \qquad (秒) \qquad (5\text{-}2c)$$

§5-2 水中冲击波

一、水中冲击波的基本方程式

对于一个水中爆炸，爆炸波的形成相似于大气中的爆炸。

所以，与空气冲击波一样，可以利用质量守恒，动量守恒和能量守恒定律导出水中冲击波的基本方程为

$$v_1 - v_0 = \sqrt{(P_1 - P_0)(1/\rho_0 - 1/\rho_1)} \qquad (A)$$

$$D - v_0 = 1/\rho_0 \cdot \sqrt{(P_1 - P_0)/(1/\rho_0 - 1/\rho_1)} \qquad (B)$$

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2}(P_1 + P_0)(1/\rho_0 - 1/\rho_1) \qquad (C)$$

式中：P_0、ρ_0、E_0、v_0 分别为未经扰动水介质的压力、密度、内能和质点速度，而 P_1、ρ_1、E_1 和 v_1 则是冲击波阵面通过后瞬间的压力、密度、内能和质点速度，D 为水中冲击波阵面的速度。三个方程式中有 P_1、ρ_1、E_1、v_1 和 D 5 个未知量，则需要找出水的状态方程式才能计算。

水的状态方程 Taif 由实验得到

$$v(T, P) = v(T, 0)\left[1 - \frac{1}{n}\ln\left(1 + \frac{P}{B}\right)\right]$$

式中 B 是温度的函数。

而 Bridgman 根据实验得出了在高压下水的状态方程为

$$P = (109 - 93.7v)(T - 348) + 5010v^{-5.58} - 4310 \qquad (D)$$

式中：P 为压力，大气压；

v 为比容，（厘米^3/克）

T 为绝对温度，K。

在（D）式中引进了一个温度量，计算很不方便。所以利用第二章的方法，对水的状态方程进行了热力学的变换，得到水的泊松绝热方程为

$$(P + \alpha)/P^* = (\rho/\rho^*)^{\chi(s)} \qquad (E)$$

式中 α, ρ^*, P^* 均为常数，其中 $\alpha = 5400$ 千克/厘米；$\rho^* = 2.53$ 克/厘米^3；$P^* = 91200$ 千克/厘米^2。函数 $\chi(s)$ 表示与系统的熵有关的系数，$\chi(s)$ 在 $P < 30 \times 10^3$ 千克/厘米^2 之

内保持为一个常数，即 $\chi(s)\approx\chi\approx5.5$。$\chi$ 与压力的关系如图 5-5 所示。由图中可知，$P=1$ 大气压，$\chi=5.55$，$P=3\times10^4$ 大气压，$\chi=5.45$。在这样大的压力范围内系数 χ 的

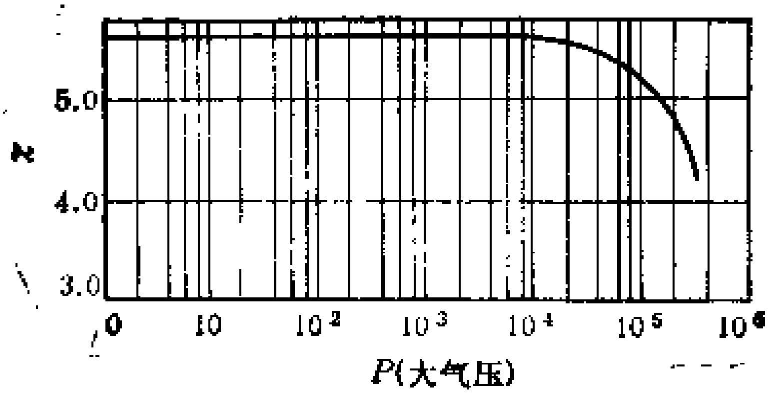


图 5-5 系数 χ 与压力的关系

变化约为 2%，因此可以近似的认为是等熵的。所以在这个压力范围内的水中冲击波，称为弱冲击波。当压力增加到 2.5×10^5 大气压时，$\chi=4.6$，这时熵的变化较大，当压力再增大时，冲击波就不是等熵的。现在我们把冲击波通过水和空气时的熵值的增量 Δs 与压力的关系作一比较，并列于表 5-2。

表 5-2 冲击波通过水和空气时 Δs 与压力的关系（计算值）

冲击波强度	水中冲击波压力 (kg/cm^2)	与压力相应的 Δs ($cal/g\cdot℃$)	当 Δs 相同时空气冲击波压力 (kg/cm^2)
强冲击波区	10×10^4	0.488	32
	5×10^4	0.206	
中等强度冲击波区	2.5×10^4	0.08	10
	1.0×10^4	0.019	6
	0.5×10^4	0.0045	0.7
弱冲击波区	0.1×10^4	0.000154	0.37

由此可知，水中冲击波可分为强、中等和弱三种。对于强

冲击波 $\Delta s>0$，而中等和弱冲击波则可近似的认为 $\Delta s=0$，而弱冲击波几乎以声速传播，因此对水中冲击波也应分为三个区域进行计算：

1. 强冲击波（$P\geqslant 2.5\times 10^4$ 大气压）

根据水的动力绝热条件，冲击波压力和密度关系为：

当 $P_1\geqslant 30\times 10^3$ 千克/厘米^2 时

$$P_1-P_0=d_2(\rho_1^{\chi}-\rho_0^{\chi})$$

当 $P_1\leqslant 30\times 10^3$ 千克/厘米^2 时

$$\frac{(P_1+B)}{\rho_1^{\bar{\chi}}}=\frac{(P_0+B)}{\rho_0^{\bar{\chi}}}$$

式中 $d_2=4250$ 千克·厘米^2·秒$^{-2}$，$\chi=6.29$，$B=3045$ 公斤/厘米^2，$\bar{\chi}\approx 7.15$

所以

$$P_1-P_0=4250(\rho_1^{6.29}-\rho_0^{6.29})\ \text{千克/厘米}^2 \qquad \text{(F)}$$

代入（B）式，当 $v_0=0$ 时得到

$$D^2=\frac{1}{\rho_0^2}\cdot\frac{P_1-P_0}{\dfrac{1}{\rho_0}-\dfrac{1}{\rho_1}}=\frac{4250(\rho_1^{6.29}-\rho_0^{6.29})}{\rho_0\left(1-\dfrac{\rho_0}{\rho_1}\right)} \qquad \text{(G)}$$

$$v_1^2=\frac{4250(\rho_1^{6.29}-\rho_0^{6.29})}{\rho_0}\left(1-\frac{\rho_0}{\rho_1}\right) \qquad \text{(H)}$$

2. 中等强度冲击波（$0.1\times 10^4<P<2.5\times 10^4$ 大气压）

这时冲击波通过介质后熵值变化很小，接近等熵过程，因此水的动力绝热方程仍可采用

$$\frac{(P_1+B)}{\rho_1^{\bar{\chi}}}=\frac{(P_0+B)}{\rho_0^{\bar{\chi}}} \qquad \text{(I)}$$

式中：取 $P_0=1$ 千克/厘米^2，$\rho_0=102$ 千克·秒^2/米^4，$\bar{\chi}=7.15$，$B=3045$ 千克/厘米^2，水的声速为

$$c^2 = \left(\frac{dP}{d\rho}\right)_s = \frac{\chi(P+B)}{\rho}$$

因为 $P_0 \ll B$ 所以（I）式可改写为

$$P = B\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\chi} - 1\right] \tag{J}$$

其他参数可按强冲击波的方法计算.

3. 弱冲击波（$P \leqslant 0.1 \times 10^4$ 大气压）

弱冲击波的传播是等熵的，（J）式同样也可以使用。但水的声速为

$$c^2 = \left(\frac{dP}{d\rho}\right)_s = \frac{B\chi}{\rho_0}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\chi-1}$$

对未经扰动的介质，用 $P_0 = 1$ 千克/厘米²，$\rho = \rho_0$ 代入上式

$$c_0^2 = \frac{B\chi}{\rho_0} \quad 于是 \quad \frac{c}{c_0} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^{(\chi-1)/2}$$

代入（J）式:

$$\frac{c_1}{c_0} = \left(1 + \frac{P_1}{B}\right)^{(\chi-1)/2\chi}$$

由于 $\frac{P_1}{B} < 1$，近似计算时，取收敛级数的第一项，故

$$\frac{c_1}{c_0} = 1 + \frac{(\chi-1)}{2\chi} \cdot \frac{P_1}{B} \tag{K}$$

由（A）式，忽略 P_0，且 $v_0 = 0$，则

$$v_1^2 = \frac{P_1}{\rho_0}\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1}\right)$$

代入（J）式:

$$v_1^2 = \frac{P_1}{\rho_0}\left[1 - \left(1 + \frac{P_1}{B}\right)^{-\frac{1}{\chi}}\right]$$

同样,近似的取级数第一项,得到

$$v_1^2 = \frac{P_1}{\rho_0}\left[1-\left(1-\frac{1}{\chi}\cdot\frac{P_1}{B}\right)\right] = \frac{P_1}{\rho_0}\cdot\frac{P_1}{\chi B} = \frac{c_0^2}{B^2\chi^2}P_1^2$$

或

$$v_1 = \frac{c_0 P_1}{B\chi} \tag{L}$$

由 (B) 式,忽略 P_0, 且当 $v_0 = 0$ 则

$$D^2 = \frac{P_1}{\rho_0\left(1-\frac{\rho_0}{\rho_1}\right)}$$

代人 (J) 得

$$D^2 = \frac{P_1}{\rho_0\left[1-\left(1+\frac{P_1}{B}\right)^{-\frac{1}{\chi}}\right]}$$

进行类似的变换,展开后取二项则得

$$D^2 = \frac{\chi B}{\rho_0}\cdot\frac{1}{1-\frac{\chi+1}{2\chi}\cdot\frac{P_1}{B}} = c_0^2\left(1+\frac{\chi+1}{2\chi}\cdot\frac{P_1}{B}\right)$$

故

$$D = c_0\left(1+\frac{\chi+1}{2\chi}\cdot\frac{P_1}{B}\right)^{\frac{1}{2}}$$

或

$$D = c_0\left(1+\frac{\chi+1}{4\chi}\cdot\frac{P_1}{B}\right) \tag{M}$$

从 (K), (L), (M) 三式可看到,弱冲击波阵面参数 c_1, v_1, D 与压力 P_1 成线性关系。由此,水中冲击波阵面参数应根据压力选择相应的计算式.计算结果列于表 5-3。表中 T 为冲击波阵面上的温度,T_0 为水的初始温度 Δs 是熵的增量。

表 5-3 水中冲击波阵面参数计算值

冲击波阵面中的压力 p_1 (kg/cm²)	冲击波阵面的传播速度 D (m/s)	冲击波阵面中的水速 v_1 (m/s)	冲击波阵面中水的质点速度 ρ_1 (g/cm³)	冲击波阵面中的声速 c_1 (m/s)	冲击波阵面中的水温 $\Delta T=T-T_0$ (℃)	Δs (卡/克度)
0	1460	0	1.0	1460	0	0
200	1490	13	1.013	1500	2.0	0.348×10^{-5}
400	1510	26	1.024	1540	2.4	0.199×10^{-4}
600	1540	40	1.032	1580	2.6	0.498×10^{-4}
800	1560	58	1.040	1620	3.0	0.938×10^{-4}
1000	1590	67	1.044	1660	3.4	0.154×10^{-3}
1200	1615	80	1.053	1700	3.8	0.229×10^{-3}
1400	1640	93	1.058	1740	4.0	0.493×10^{-3}
1600	1670	106	1.065	1780	4.4	0.416×10^{-3}
1800	1685	120	1.070	1820	4.8	0.522×10^{-3}
2000	1720	133	1.075	1860	5.8	0.648×10^{-3}
2200	1745	146	1.080	1900	6.0	0.790×10^{-3}
2400	1775	160	1.085	1940	7.0	0.948×10^{-3}
2600	1800	173	1.090	1980	8.0	0.113×10^{-2}

2800	1825	185	1.095	2020	8.4	0.134×10^{-2}
3000	1850	200	1.100	2060	8.8	0.157×10^{-2}
4000	1940	240	1.120	2160	14.0	0.276×10^{-2}
5000	2040	280	1.140	2240	18.0	0.450×10^{-2}
6000	2100	320	1.160	2360	22.0	0.70×10^{-2}
7000	2190	360	1.175	2420	24.0	0.10×10^{-1}
8000	2240	400	1.200	2500	30.0	0.125×10^{-1}
9000	2300	420	1.210	2600	32.0	0.160×10^{-1}
10000	2400	450	1.220	2660	35.5	0.190×10^{-1}
15000	2600	580	1.275	2960	51.0	0.380×10^{-1}
20000	2840	680	1.325	3200	68.0	0.60×10^{-2}
25000	3060	800	1.360	3470	85.0	0.80×10^{-1}
30000	3260	930	1.400	3720	105	0.102
40000	3600	1100	1.450	4040	136	0.152
50000	3900	1280	1.500	4415	184	0.206
60000	4140	1430	1.545	4740	214	0.268
70000	4400	1540	1.580	4940	260	0.320
80000	4600	1680	1.615	5162	300	0.378
90000	4800	1800	1.640	5400	340	0.426
100000	5000	1900	1.665	5600	400	0.488
200000	6460	3000	1.850	7100	870	0.944
300000	7800	3800	1.970	8160	1390	1.288

将表中数据同空气冲击波的比较可看出，水的质点速度作亚声速运动，甚至很高压力下也是如此，此外，水的温度增长很慢。

二、水中冲击波的初始参数

装药在水中爆炸时，爆炸产物冲击水，与其他介质一样，在水中形成初始冲击波，并向爆炸产物中反射稀疏波，如图5-6所示。水中冲击波的初始参数取决于炸药的性质和水的特性。由于水的可压缩性很小，冲击波的初始压力很大，一般超过10万个大气压。在这种情况下，没有必要考虑爆炸产物等熵指数的变化，又因为向水中散射时与向空气中飞散时不同，爆炸产物的压力与密度不会急剧下降。因此可以假设爆炸产物按 $Pv^{\gamma}=$ 常数的规律膨胀。对于一维流动，界面处爆炸产物质点速度求得为

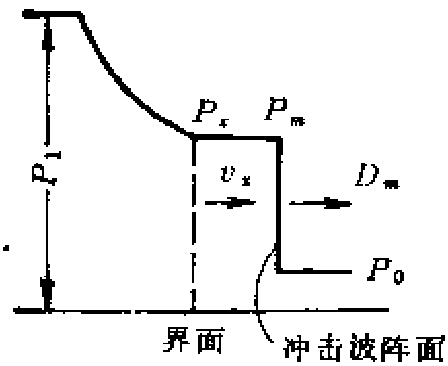


图 5-6　水中冲击波的初始参数

$$v_x=\frac{D}{\gamma+1}\left\{1+\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[1-\left(\frac{P_x}{P_1}\right)^{(\gamma-1)/2\gamma}\right]\right\} \quad (5\text{-}3)$$

式中 γ 为爆炸产物的多方指数（内能与温度成正比的理想气体为多方气体，而多方气体的比热比为多方指数）。

水中冲击波阵面上的质点速度，当 $v_0=0$ 时，由（B）式可改写为

$$v_m=\sqrt{(P_m-P_0)\left(\frac{1}{\rho_0}-\frac{1}{\rho_m}\right)}$$

式中：P_x，v_x 为爆炸产物和水的界面处爆炸产物的压力和质点速度，根据界面连续条件可知 $P_x = P_m$，$v_x = v_m$；

D 为炸药的爆速；

P_1 为爆轰波阵面上的压力；

ρ_m，P_m 为水中初始冲击波的密度和压力；

ρ_0，P_0 为未经扰动水介质的密度和压力。

由动力学的实验测定，当压力 $0 < P < 450$ 千巴时，水的冲击绝热方程为

$$D_m = 1.483 + 25.306\lg\left(1 + \frac{v_m}{5.190}\right) \tag{5-4}$$

式中 D_m，v_m 分别为水中冲击波阵面速度和质点运动速度，单位为毫米/微秒。

已知水中冲击波的动量方程为

$$P = \rho_0 D v$$

代入 (5-4) 式得

$$P_m = \rho_0\left[1.483 + 25.306\lg\left(1 + \frac{v_m}{5.190}\right)\right]v_m \tag{5-5}$$

将 (5-5) 和 (5-3) 式联立求解可算出水中冲击波的初始参数 P_x 和 v_x。

用图表形式也可解得 P_x 和 v_x，Φ. A 鲍姆根据实验确定 (J) 式中的两个常数分别为 $B = 3940$ 千克/厘米^2，$\chi = n = 8$，于是 (J) 式可写为

$$P_x = 3940\left[\left(\frac{\rho_x}{\rho_1}\right)^8 - 1\right]$$

或

$$\rho_x/\rho_1 = \frac{1}{\left(\frac{P_x}{3940} + 1\right)^{0.125}} \tag{5-6}$$

由此计算出的某些炸药的水中冲击波初始参数列于表

5-4。

表 5-4 水中冲击波的初始参数

炸药	ρ_0 (g/cm³)	D (m/s)	v_x (m/s)	ρ_x/ρ_0	P_x (kg/cm²)	$D/D_m \cdot 100$	ΔE (cal/g)
梯恩梯	1.60	6100	2185	1.560	136000	87.2	570
泰 安	1.69	7020	2725	1.635	195000	83.5	800

从表中数据看出，水中冲击波的初始压力和速度小于相应装药的爆轰压力和爆轰速度；此外，随着D和 P_m 的增大，P_x/P_m 和 D_x/D_m 比值有减小的趋势，显然，这是因为高压下水的压缩性增大的缘故。

利用(5-3)式可以绘制出如图 5-7 所示的曲线，图中曲线

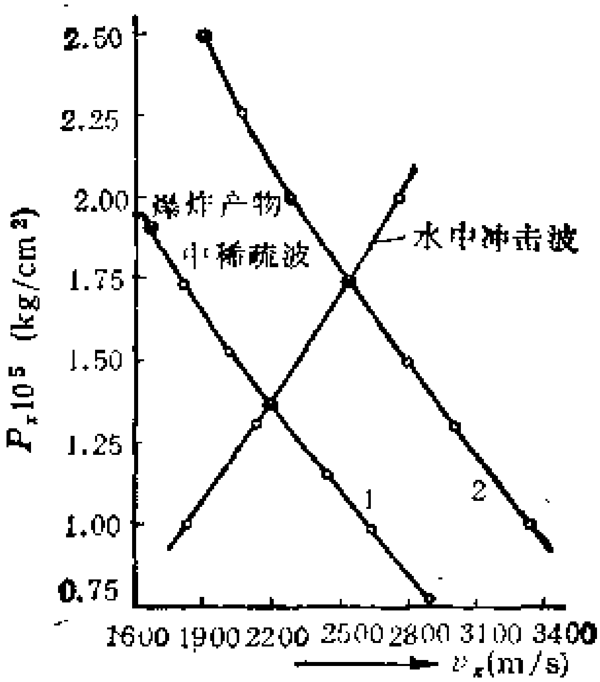


图 5-7 水中冲击波的初始参数

1-TNT 装药 $\rho_0 = 1.61$ 克/厘米³

2-钝化黑索金 $\rho_0 = 1.60$ 克/厘米³

1 和 2 分别是 $\rho_0=1.61$ 克/厘米^{3}梯恩梯和 $\rho_0=1.60$ 的纯化黑索金装药爆炸产物中的稀疏波曲线。由爆炸产物稀疏波曲线和水中冲击波曲线之交点，就可以决定冲击波阵面上的流速 v_x 和压力 P_x 的大小。

必须指出，如果装药爆轰认为是瞬时发生的，那么可以利用下列方程组来计算冲击波的参数：

$$v_x=\frac{2\bar{c}}{\gamma-1}\left[1-\left(\frac{P_x}{\bar{P}}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}\right]$$

或

$$v_x=\sqrt{\frac{P_x}{\rho_{c0}}\left[1-(P_x/B+1)^{-\frac{1}{n}}\right]} \qquad (5\text{-}6a)$$

式中 $\bar{c}$ 和 $\bar{P}$ 是瞬时爆轰的爆炸产物中的初始声速和初始压力，$n=\chi=7.15$。

由此而得出的计算结果列于表 5-5。

表 5-5 装药瞬时爆轰时水中冲击波的初始数据

炸　药	ρ_0 (g/cm^3)	P_x (kg/cm^2)	v_x (m/s)	D (m/s)	ρ_{cx}/ρ_{c0}
梯恩梯	1.60	43000	1050	4000	1.37
泰　安	1.69	62000	1350	4500	1.43

注：ρ_{cx} 和 ρ_{c0} 分别是冲击波阵面上水的密度和水的原始密度。

从上表中的数据看出，从实际爆轰转换为瞬时爆轰时，水中冲击波的初始参数大大降低。所求得的水中冲击波初始参数计算数据的精确度，取决于压力与密度关系式(即 J 式)的精确度。确立此关系的依据是实验数据，随着冲击波由一介质转入另一介质的路程—时间曲线的记录方法的精确度的提高，压缩性规律的精确度就可能提高。

§5-3 水中冲击波的传播

一、水中冲击波的传播

装药在无限水介质中爆炸时所形成的水中冲击波的传播规律，是研究在气泡表面与冲击波阵面之间水的非定常流动问题。

对于在无限水介质中，球形装药爆炸后所形成的水中冲击波的传播问题，就必然要对非定常流的微分方程组，进行积分求解。如果不考虑重力的影响，那么，按照质量守恒定律得到可压缩理想流体流动的连续方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\rho\frac{\partial v}{\partial R}+\frac{2\rho v}{R}=0 \tag{A}$$

按动量守恒定律得到流动的运动方程为

$$\rho\frac{dv}{dt}+\frac{\partial P}{\partial R}=0 \tag{B}$$

式中；R 为离爆炸中心的距离；

t 为时间；

P，ρ，v 分别为离 R 处介质的压力、密度和质点流动速度。

按照能量守恒定律，对于理想的无热传导的流体而论，可写成

$$\frac{ds}{dt}=\frac{\partial s}{\partial t}+v\frac{\partial s}{\partial R}=0 \tag{C}$$

由内能 E 可写成

$$\frac{\partial E}{\partial t}+v\frac{\partial E}{\partial R}-\frac{P}{\rho^2}\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}+v\frac{\partial \rho}{\partial R}\right)=0 \tag{D}$$

第五个需要建立的是介质的状态方程，与（C），(D）相对应，可分别写为

$$S=S(P,\ \rho)\ \text{或}\ E=E(P,\ \rho) \qquad \text{(E)}$$

上述方程组中有压力 P、密度 ρ、质点流动速度 v 以及熵 S 或内能 E 4 个未知数，若初始条件和边界条件为已知便可进行求解，但是边界条件很难确定，而且求解的过程也十分复杂。

利用特征线数值方法可求出球形装药爆炸的最初阶段 R-t 的关系，如图 5-8 所示。图中 OO' 为炸药的爆轰波阵面；

OEA 为爆炸产物的稳定区；

ODD' 为水中冲击波；

$O'CC'$ 为爆轰产物与水的接触界面；

$AO'B$ 为爆轰产物中的稀疏波；

CD 和 CB' 为第二冲击波到达接触界面折射后形成的冲击波。

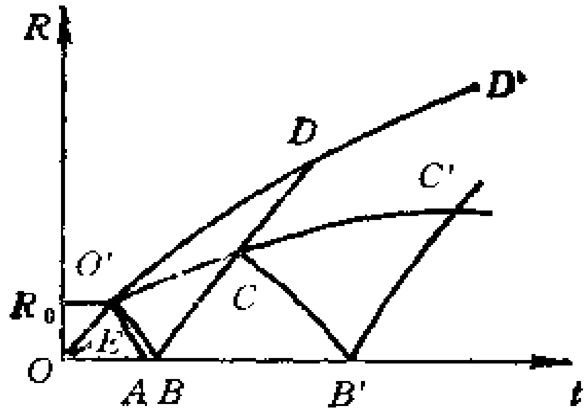


图 5-8 球形装药水中爆炸时形成的波系

由图中可以看到，当爆轰波阵面到达水的接触面时，在水中形成冲击波，而向爆轰产物内反射稀疏波。稀疏波向中心汇集，到达中心就发生反射，在水内形成 CD 冲击波；在爆轰

产物内为 CB' 冲击波。这种过程可继续重复，但冲击波强度却愈来愈小。由此可见，理论计算是相当复杂的。

二、水中冲击波参数的计算

上面谈到，在水中爆炸时，水中冲击波参数的计算是相当复杂的，但是水中爆炸也和空气中爆炸一样，都存在着爆炸相似律，而影响水中爆炸的物理量主要有：

炸药的爆热 Q_w，量纲为 $(ML^2)/T^2$

装药密度 ρ_0，量纲为 M/L^3

装药半径 r_0，量纲为 L

未经扰动水的压力 P_0，量纲为 $(ML^2)/T^2$

未经扰动水的密度 $\rho_{\omega 0}$，量纲为 M/L^3

未经扰动水的声速 $c_{\omega 0}$，量纲为 L/T

水的状态指数 n，无量纲

距离 R，量纲为 L

时间 t，量纲为 T

根据 π 定理及相似律，同时令 $Lr_0 = M/L^3$，$\rho_{\omega 0} = LC_{\omega 0}/T = 1$，则水中冲击波压力可写为

$$\frac{P}{\rho_{\omega 0}c_{\omega 0}^2} = f\left(\frac{Q_w}{c_{\omega 0}^2}, \frac{\rho_0}{\rho_{\omega 0}}, \frac{P_0}{\rho_{\omega 0}c_{\omega 0}^2}, n, \frac{R}{r_0}, \frac{tc_{\omega 0}}{r_0}\right)$$

如果炸药的性质 Q_w 和密度 ρ_0 不变，以及水的初始状态不变，则上式变为

$$\frac{P}{\rho_{\omega 0}c_{\omega 0}^2} = f\left(\frac{R}{r_0}, \frac{tc_{\omega 0}}{r_0}\right) \tag{5-7}$$

上式是由爆炸相似律所得到，其物理意义是：当炸药装药半径 r_0 增大 λ 倍时，若在距离 λR 处，时间相应也放大 λ 倍，则

压力变化规律相同。例如用黑索金 50/梯恩梯 50 的球形装药，以不同的药量(即改变 r_0) 在水中爆炸时，其测定的结果如表 5-6 所示，其中 Θ 为时间常数，即在 R 处压力从 P_m 下降到 P_m/e 所需的时间。

表 5-6　不同药量水中爆炸的实验测定

W (kg)	R (m)	$\frac{\sqrt[3]{W}}{R}$ $(kg^{\frac{1}{3}}/m)$	P_m (kg/cm^2)	$\frac{\Theta}{\sqrt[3]{W}}$ $(\mu s/kg^{\frac{1}{3}})$	$\frac{i}{\sqrt[3]{W}}$ $\left(\frac{kg\cdot s}{cm^2/kg^{\frac{1}{3}}}\right)$
36.5	4.25	0.78	418.0	90.5	0.0553
23.2	3.61	0.79	429.0	94.5	0.0553
1.75	1.53	0.79	426.0	90.6	0.051

对于不同距离 R，在 $t=0$ 时冲击波的峰值压力，由(5-7)式根据实际测定可得经验公式

$$P_m = A\left(\frac{R}{r_0}\right)^{\alpha} \tag{5-7a}$$

式中 A，α 为实验确定的系数，一些球形和柱形装药的 A 和 α 列于表 5-7，使用其他炸药时可根据能量相似原理换算，即

$$A_i = A_T\left(\frac{Q_{wi}}{Q_{wT}}\right)^{\frac{\alpha}{N+1}}$$

式中：N 为对球面波 $N=2$，柱面波 $N=1$；

A_i 为某炸药的常数 A，千克/厘米²；

A_T 为梯恩梯装药的 A 值；

W 为梯恩梯的重量；

Q_{wi} 为某炸药的爆热，大卡/千克；

Q_{wT} 为梯恩梯的爆热，大卡/千克。

下面介绍冲击波参数的经验计算公式

表 5-7　球形和柱形装药的 A 和 α 值

炸药	球形装药			柱形装药		
	A (kg/cm²)	α	适用范围	A (kg/cm²)	α	适用范围
TNT	37000	1.15	$6<\frac{R}{r_0}<12$	15450	0.72	$35<R/r_0<3500$
梯恩梯	14700	1.13	$12<\frac{R}{r_0}<240$			
PETN	147500	3	$1<\frac{R}{r_0}<2.1$	48000	1.08	$1.3<R/r_0<17.8$
黑索金	74800	2	$2.1<\frac{R}{r_0}<5.7$	17700	0.71	$17.8<R/r_0<24$
	21900	1.2	$5.7<\frac{R}{r_0}<283$			

1.水中冲击波超压的计算

根据 J. Henrych 所做的实验得出的超压公式为，对于球形装药

$$\Delta P_{wf}=\frac{355}{\bar{R}}+\frac{115}{\bar{R}^2}-\frac{2.44}{\bar{R}^3}\ （千克/厘米^2）\quad (5-8a)$$

式中相对距离

$$\bar{R}=\frac{R}{\sqrt[3]{W}}$$

适用范围 $0.05\leqslant\bar{R}\leqslant 10$ (米·千克$^{-\frac{1}{3}}$)

$$\Delta P_{wf}=\frac{294}{\bar{R}}+\frac{1387}{\bar{R}^2}-\frac{1783}{\bar{R}^3}\ （千克/厘米^2）\quad (5-8b)$$

适用范围 $10\leqslant\bar{R}\leqslant 50$ (米·千克$^{-\frac{1}{3}}$)

对于圆柱形装药

$$\Delta P_{wf}=720\bar{R}^{0.72}\ [见后面 (5-9c) 式]\quad (5-8c)$$

上面的公式基本是按照“爆炸相似律”，通过大量的实验，得出系数而建立的经验公式。它的优点是在计算中简单方便，

其缺点是误差较大。

工程上根据"爆炸相似律的分析"，对于集中装药水下爆炸的水中冲击波峰值压力 P_{wf} 和比冲量 i 以及水流能量密度 E 的经验计算公式分别为

$$P_{wf}=k\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{\alpha}$$

$$i=l\sqrt[3]{W}\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{\beta} \tag{5-8d}$$

$$E=m\sqrt[3]{W}\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{\gamma}$$

式中：k，α，l，β，m 和 γ 各系数由实验确定。某些炸药在无限水介质中爆炸时的系数列于表 5-8a，应用表中数据时要

表 5-8a 式(5-8d)中的常数值

炸药	P_{wf}(kg/cm²)		i(kg·s/cm²)		E(kg·cm/cm²)	
	k	α	l	β	m	γ
梯恩梯(TNT)	533	1.13	0.0588	0.89	83	2.05
$\rho_0>1.52$ (g/cm³)	$1.57<\frac{\sqrt[3]{W}}{R}<0.078$		$0.95<\frac{\sqrt[3]{W}}{R}<0.078$		$0.95<\frac{\sqrt[3]{W}}{R}<0.078$	
黑索金(PETN)	645	1.2	0.0772	0.92	171	2.16
$\rho_0>1.6$ (g/cm³)	$3.3<\frac{\sqrt[3]{W}}{R}<0.067$		$1<\frac{\sqrt[3]{W}}{R}<0.1$		$1<\frac{\sqrt[3]{W}}{R}<0.1$	
TNT50/PETN50	555	1.13	0.0926	1.05	106	2.12
$\rho_0>1.6$ (g/cm³)	$1.5<\frac{\sqrt[3]{W}}{R}<0.082$		$1<\frac{\sqrt[3]{W}}{R}<0.088$		$1<\frac{\sqrt[3]{W}}{R}<0.088$	

注意相对距离 $\bar{R}$ 的适用范围。对于别的炸药，可根据相似原理与系数 A 那样进行换算，例如

$$k_i = k_T(Q_{wi}/Q_{wT})^{1.13/3} = k_T(Q_{wi}/Q_{wT})^{0.376}$$

式中：k_i 为某炸药的 k 值，k_T 为梯恩梯的 k 值。

2. 水中冲击波压力随时间衰减的规律

水中冲击波阵面后压力随时间衰减得很快，如对 137 千克梯恩梯装药，在水中爆炸时，在离爆炸中心 6 米处得到的 $P(t)$ 曲线如图 5-9 所示，而水中冲击波超压随时间衰减的规律为

$$\Delta P(t) = \Delta P_m \exp\left[-\frac{1}{\Theta}\left(t - \frac{R}{c_{w0}}\right)\right] \cdot \sigma_0\left(t - \frac{R}{c_{w0}}\right) \quad (5\text{-}9a)$$

式中 Θ 为时间常数，由下面的经验公式决定

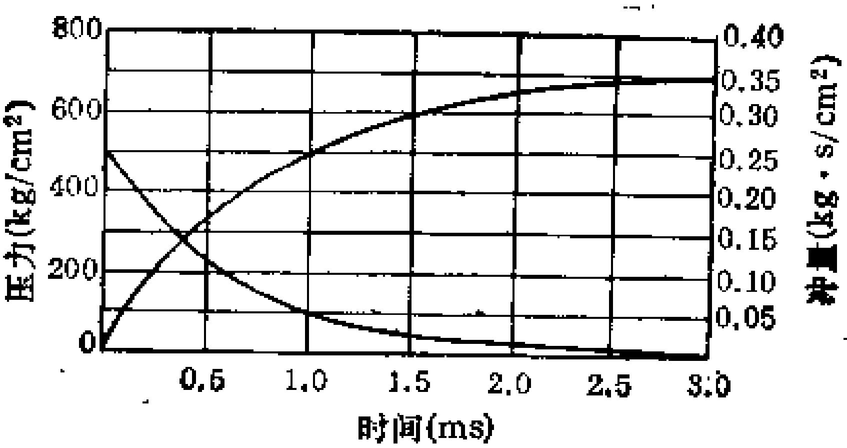


图 5-9 水中冲击波压力及冲量与时间的关系

$$\Theta = 10^{-4} \cdot \sqrt[3]{W} \cdot \left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{-0.24} \text{（秒）} \quad (5\text{-}9b)$$

$\sigma_0\left(1 - \frac{R}{c_{w0}}\right)$ 是一个阶跃函数

$$\text{当}\ t<\frac{R}{c_{w0}}\ \text{时}\quad \text{函数}\ \sigma_0\left(t-\frac{R}{c_{w0}}\right)=0$$

$$\text{当}\ t>\frac{R}{c_{w0}}\ \text{时}\quad \text{函数}\ \sigma\left(t-\frac{R}{c_{w0}}\right)=1$$

由此可知，式(5-9)只有当 $t\geqslant\frac{R}{c_{w0}}$ 时方可使用，当 $t<R/c_{w0}$ 时，(5-9)式没有意义。

如果装药为圆柱形时式(5-9)中的时间函数为

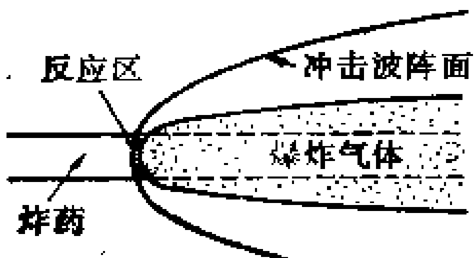
$$\Theta^*=10^{-4}\cdot\sqrt{W_c}\cdot\bar{R}^{0.45} \tag{5-9c}$$

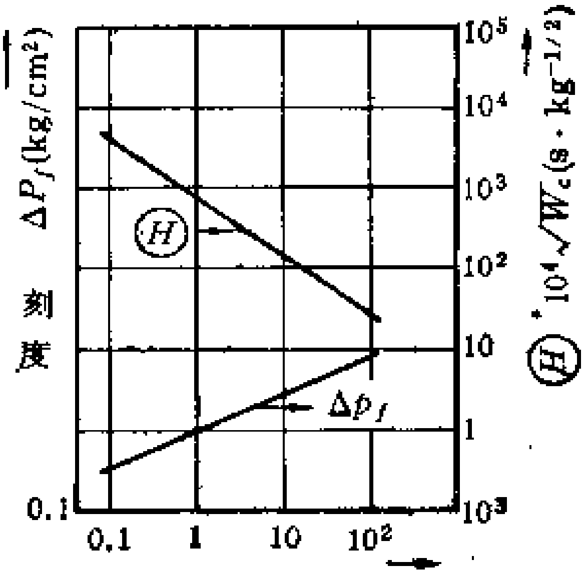
需要指出的是上式中的相对距离 $\bar{R}=R/\sqrt{W_c}$ [式(5-8c)中的 $\bar{R}$ 也相同]，而 W_c 是根据下面公式给出

$$W_c=W_{cs}Q_{ws}/Q_{wT} \tag{5-9d}$$

式中 W_{cs} 是给定炸药的装药相对质量（每单位长度，千克/米），Q_{ws} 是给定炸药的爆炸热(千卡/千克)，Q_{wT} 是梯恩梯的爆炸热（$Q_{wT}\approx1000$ 千卡/千克)。

式(5-8c)和式(5-9c)是图5-10的曲线。





(a) 爆震波的示意图　(b) 公式(5-8c)或(5-9c)中的Θ

图 5-10　圆柱形装药的爆炸

3. 水中冲击波作用的比冲量

$$i = \int_{\frac{R}{c_{\omega 0}}}^{t} \Delta P(t)dt = \int_{\frac{R}{c_{\omega 0}}}^{t} \Delta P_m e^{-\frac{1}{\Theta}\left(t-\frac{R}{c_{\omega 0}}\right)} \cdot dt$$

$$= \Delta P_m \Theta \left[1 - e^{-\frac{1}{\Theta}\left(t-\frac{R}{c_{\omega 0}}\right)}\right] \text{千克·秒/厘米}^2 \quad (5\text{-}10)$$

当 $t \to \infty$时，总冲量为

$$i = \int_0^{\infty} \Delta P(t)dt = \Delta P_m \Theta$$

将式（5-8d）中的 P_m 和式（5-9b）的时间常数 Θ 代入上式，即可得（5-8d）式中的 i，即

$$i = l\sqrt[3]{W}\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{\beta} \quad (\text{千克·秒/厘米}^2)$$

式中常数 l 和 β 可查表 5-8。

4. 水中冲击波正压作用时间 t_+

水中冲击波的超压持续时间远小于空气冲击波的持续时间。

对于球形装药

$$t_+ = 2 \times 10^{-4} \sqrt[4]{WR} \quad (\text{秒})$$

或

$$t_+ = 10^{-5} \sqrt[6]{W} \cdot \sqrt{R} \quad (\text{秒}) \qquad (5\text{-}11)$$

冲击波的波长 $\lambda = 1460 t_+$（米）

对于圆柱形装药

$t_+ \approx 7\Theta$（秒）

冲击波的波长 $\lambda \approx 7\Theta \cdot c_{\omega 0} = 1.02 \times 10^4 \Theta$（米）

5. 水流的能量密度

水流的能量密度可用下式计算

$$E = m\sqrt[3]{W}\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{\gamma}$$

式中 m 和 r 是由实验决定的系数，列于表 5-8 中，对于表 5-8 之外的炸药可用能量相似原理换算。

§5-4 水中冲击波的反射

当装药在有限水介质中爆炸时，必须考虑界面对冲击波的影响。如果水中冲击波垂直作用于绝对刚体时，波阵面上运动的质点会突然地停止运动，而使超压增加到最大。于是一个反射波从入射质点流动的相反方向传播，此时的反射称为正反射。反射压力可以按空气冲击波反射时相类似的方法进行计算。对于绝对刚体，由于 $v_2=0$，因此

$$(P_2-P_1)\left(\frac{1}{\rho_1}-\frac{1}{\rho_2}\right)=(P_1-P_0)\left(\frac{1}{\rho_0}-\frac{1}{\rho_1}\right)$$

式中：P_0，ρ_0 为未经扰动的水介质压力和密度；

P_1，ρ_1 为入射波阵面的压力和密度；

P_2，ρ_2 为反射波阵面的压力和密度。

上式稍加整理可得

$$(P_2-P_0)/(P_1-P_0)=(\rho_2/\rho_0-1)/(\rho_2/\rho_1-1) \tag{5-12}$$

水中冲击波压力和密度的关系，可按冲击波强度选用前面讨论的有关计算式。计算的结果列于表 5-9。

表 5-9 水中冲击波在刚体表面正反射的计算数据

入射波压力 P_1 (kg/cm²)	500	1000	5000	10000	25000	50000
反射波压力与入射波压力之比 P_2/P_1	2.055	2.11	2.36	2.60	3.05	3.50

从表中结果可以看出，在水中冲击波正反射时，壁面压力

的升高比空气冲击波要小得多，这是因为水的可压缩性远小于空气的缘故。

J. Henkych 提出，水中冲击波的反射超压可用下面公式计算

$$\Delta P_2 = (2\Delta P_1 + 2.5\Delta P_1^2)/(\Delta P_1 + 19000) \text{ 千克/厘米}^2 \tag{5-12a}$$

式中：ΔP_2 为水中冲击波的反射波超压；

　　ΔP_1 为水中冲击波的入射波超压。

如果入射波超压在 $0 \leqslant \Delta P_1 \leqslant 1200$ 千克/厘米²的范围之内，则反射波超压可以近似的为

$$\Delta P_2 \approx 2\Delta P_1$$

装药在水底爆炸时，如同在半无限空间爆炸一样(接触爆炸)，这时相当于将装药量增加一倍，即以 $W_e = 2W$ 代入式(5-8d)，即可计算出 P_m，i 和 t_+。实际上水底并不是绝对刚性，要吸收一部分能量，一般以 1.3—1.5 倍装药量代入进行计算。

如果有自由表面（水和空气的界面)的存在，对水中冲击

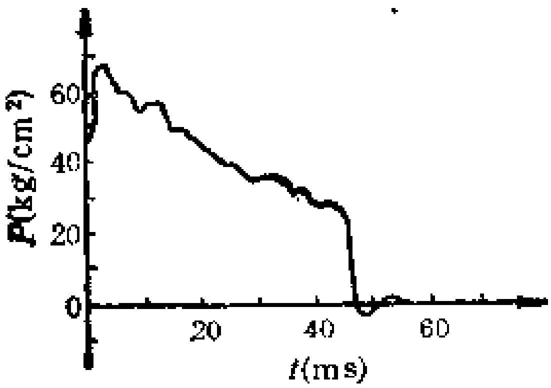


图 5-11　自由面存在时 A 点的 $P(t)$ 曲线

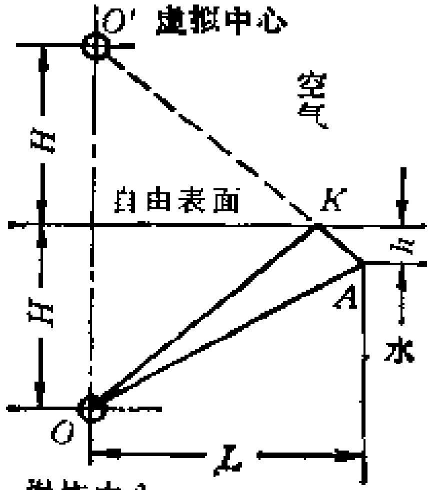


图 5-12　镜象反射示意图

$OA = r_1$　$L = 120r_0$

$O'A = r_2$　$H = 25r_0$　$h = 8.4r_0$

TNT 药量 53 克

波的传播有明显的影响。水中冲击波到达自由表面就反射为拉伸波，拉伸波负压力的绝对值约等于入射波到达水平表面时的压力。水面下任一点A最初受到入射冲击波的正压作用，后来反射拉伸波使得合成压力低于周围介质的静水压力，见图5-11所示。因此自由面的影响可以看成是将压缩波削去一截。

在水面处的峰值压力可按下式计算

$$P_m - P_0 = (P_x - P_0)(1 - 0.85r_1/r_2) \cdot r_0/r_1$$

式中：P_x 为装药表面冲击波的初始压力；(千克/厘米²)

P_0 为爆炸中心处的静水压力；(千克/厘米²)

r_1，r_2 分别为A点到装药及装药的镜象距离（见图5-12）（米）

r_0 为装药半径（米）

§5-5 水中冲击波的作用

炸药在水中爆炸时，对水中建筑物和舰、船的破坏作用，主要是由爆炸后形成的冲击波、气泡脉动和二次压力波的作用。对于各种猛炸药在水中爆炸时，大约有一半以上的能量转化为水中冲击波。因此在多数情况下，冲击波的破坏作用起着决定性的作用。从军事战略、战术上来讲，可以利用水中爆炸(在现代战争中一般是用带核弹头的导弹、发射至目标物上引起核爆炸)来破坏对方的水库大坝，而一般的大坝都有较大的发电能力，破坏大坝之后，可以造成对方工业上因无电而瘫痪，且因大坝被破坏而造成下游地区的洪灾，使千百万人民生活上流离失所，可在战略上收到很大效果。在战术上，主要是水雷、鱼雷、深水炸弹等，来摧毁敌方的舰船。例如一个装

药为 300 千克的鱼雷，在水深 7—8 米处与舰艇直接接触爆炸可以产生半径为 7 米的孔洞。这样的孔洞，既使是巨型的舰艇也往往只需十来分钟就会沉没。下面分别介绍水中接触爆炸和非接触爆炸的破坏作用。

一、接 触 爆 炸

水中接触爆炸和大气中接触爆炸一样，在相应的爆炸应力计算公式中 $W_c = 2W$。

此时除了爆炸的直接作用外，还有水中冲击波、气泡脉动和二次压力波对目标物的破坏作用。

二、非 接 触 爆 炸

水中非接触爆炸，按其作用和对目标物的破坏作用，大致可以分为两种情况：

近距离（即装药与目标物的距离小于气泡的最大半径）时，冲击波、气泡和二次压力波三者都作用于目标；另一种是较远距离的爆炸，这时装药与目标物的距离远大于气泡的最大半径，所以目标物主要是受到水中冲击波的破坏作用。

水中爆炸的破坏作用与装药重量及目标离爆炸中心的距离有关。各种爆破弹的冲击波压力与距离的关系如图 5-13 所示。图中 I 区所受压力在 465 千克/厘米^2 以上。这时潜艇将沉没，无装甲的舰艇将受到严重破坏。II 区内的压力为 300—450 千克/厘米^2，此压力下潜艇将受到严重破坏。III 区内潜艇将受到中等程度的破坏。IV 区内则受到轻微损伤。

各种装药量爆炸时对不同距离的舰艇和防护结构破坏情

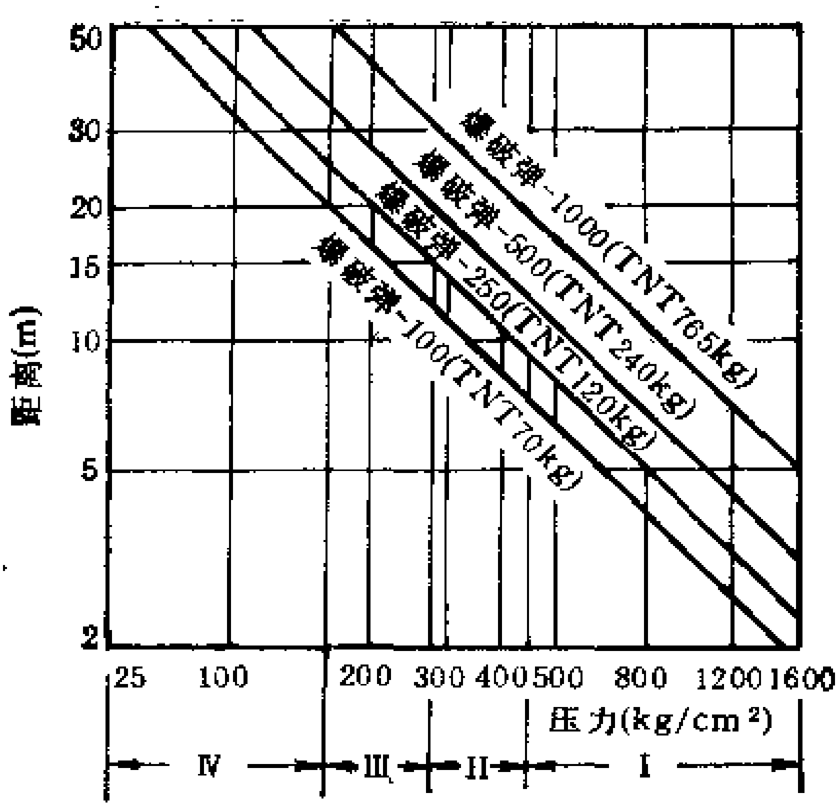


图 5-13 各种爆破弹的冲击波压力与距离的关系

况如图 5-14 所示。

图中曲线 1 使水下防护结构破坏；

曲线 2 使外壳板穿孔及内隔墙破坏；

曲线 3 使外壳板严重破损；

表 5-10 水中爆炸不同药量和不同距离时对人体的损伤

装药重量（kg）	1	3	5	50	250	500
对人体致死的极限距离（m）	8	10	25	75	100	250
引起轻度脑振荡，同时使胃、肠壁损伤的距离（m）	8—20	10—25	25—100	75—150	100—200	250—350
引起微弱脑振荡，而脑腔、内脏不受损伤的距离	20—100	50—300	100—350	—	—	—

曲线4使外壳板漏水。

水中爆炸时，水中冲击波对于在水中的人体的冲击伤要比在大气中严重得多。水中冲击波能使人体的脏器（胃、肠、肝、脾、肾、心肌、肺等等）受到破坏。试验表明，水中爆炸时，不同药量和不同距离时，对人体的冲击伤列于表5-10。

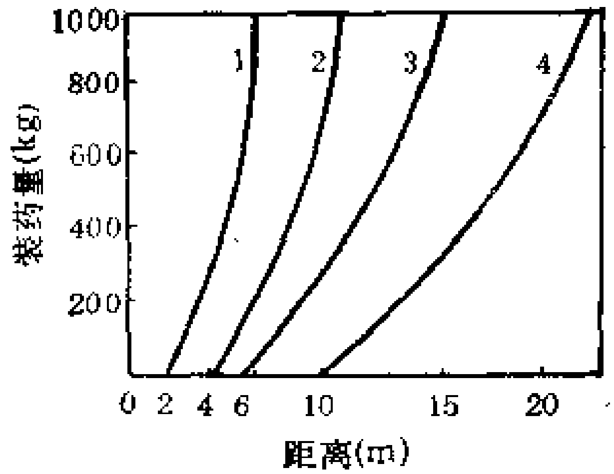


图 5-14 舰艇和防护结构破坏情和距离及装药量的关系

1—水下防护结构的破坏
2—外壳板穿孔及内隔墙的破坏
3—外壳板严重破损
4—外壳板漏水

三、水中冲击波在医学上的应用

上面谈到，在水中爆炸时，水中冲击波会对在水中的人员造成严重的损伤，可是奇怪的是，适当控制冲击波可以为人类治疗疾病。例如第一章中介绍的，利用炸药爆炸来粉碎膀胱结石，以治疗膀胱结石症。随着新的技术革命的浪潮，在医学界又一个奇迹出现了，到1983年已有少数国家的医科专家，利用冲击波，在体外治疗肾结石。

肾结石是一种疼痛反复发作，血尿时隐时现的常见病，患者痛苦异常，如果不及时治疗，病程延长可导致肾功能的丧失，甚至会并发感染引起脓肾，或由于结石对肾盂的长期刺激而并发肾盂癌，而危及患者生命，治疗此种疾病的一般方法是用手术取结石，给病人造成很大痛苦，所以医学界一直在探索不用手术而又能完全取尽肾结石的无损伤性的理想疗法，现在终于在德国得到突破。

在德国幕尼黑超声研究中心工作的布伦德尔（W. Brendel）等人，经过10年坚持不懈的努力，终于创造了一种理想的、无损伤的治疗肾结石的新技术——利用水中冲击波粉碎肾结石，由于水中冲击波的冲击作用，使肾结石粉碎，然后随尿液排出体外。这种新技术在联邦德国已结束了动物试验阶段。而由 Chaussy 教授及其同事们应用于临床，已作了650例水中冲击波治疗肾结石术，其中有645例结石全部被粉碎并排出体外。据悉迄今为止全世界已治疗千余例，治愈率达95%以上，并且治疗范围不断地扩大，已用于不少输尿管上段结石亦获得成功。

这种新技术是将病人置于一个放满水的似浴缸样的椭圆形装置中。冲击波并不是由炸药爆炸所产生，而是由一个水下（在体外）高压火花电容在一个微秒的时间内放电产生。其原理是水下高压放电引起水爆炸性气化，释放出巨大的能量，于是水中产生超音速的冲击波。火花电极是位于这种椭圆形装置的第一个焦点处，即装置的底部，而病人的肾结石在电子计算机控制的X线透视定位下被置于相当于第二个焦点处。这样由第一个焦点处发出的冲击波，经过椭圆形装置内壁（或黄铜反射器）被反射而聚焦到第二个焦点，即肾结石上。聚焦点的能量是初发冲击波能量的200倍以上，由于人体的大部分

组织的声阻抗 ρc 与水的声阻抗相接近，所以可以近似的看成水和人体组织是同一性质(波传导)的介质，于是冲击波由水中传播到人体组织后，可以无损伤地穿透人体正常组织(在传播过程中无反射或折射)．当冲击波从各个方向聚焦到结石上时，使得结石受冲击而被击碎成粉末状，然后随尿液排出体外。通常粉碎一块较大的结石，大约需要 40 分钟时间。

接受治疗的病人须处于半身麻醉之下．由于肺组织内含有大量空气，声阻抗与水的声阻抗相差较大，因此接受治疗者的胸部还须用一种叫"斯太洛"的泡沫塑料加以保护，以避免肺组织的损害．另外据 Chaussy 教授及其同事们的观察，患者接受治疗后少数可以出现轻微的血红蛋白尿，或由于被粉碎的结石随尿下行，引起尿路轻微损伤而出现轻微的血尿。这不用担心，数日后可以自行消失而无任何后遗症。

这种新技术，由于设备价格昂贵，目前尚未广泛的应用于临床，有待于进一步改进．这种由原联邦德国制造的新机器在美国已有 6 台，都已用于临床治疗肾结石患者．据佛罗里达大学肾结石研究中心主任伯德韦尔·芬利森博士介绍说"目前患者经治疗后，3 天之后即可治愈出院，但他相信，这种体外冲击波碎石术有朝一日会成为门诊手术，患者只需要在汽车游客旅馆房间休息两三天就能恢复，而不用住院"芬利森博士还说"这种体外冲击波碎石术与外科手术不同，它不会给肾或周围组织造成重大损伤，所以有朝一日可以用它来治疗大多数肾结石患者的病"。

体外冲击波碎石术的优越性，已引起全世界医学界的极大兴趣．据报道，我国科学院已经和有关单位协作研制成功这种装置，并在动物模拟试验中获得成功，上海交通大学在这方面的研究，也取得了较大的进展．相信不久的将来，我国也

将会把体外冲击波碎石术用于临床，我国患肾结石或输尿管结石的患者，不用开刀而治愈的日子已经为期不远了（目前用中药排石的疗效不太高，大部分肾结石还是用外科手术治疗）。

第六章 岩土中的爆炸理论及其作用

在金属、岩石、土壤等固体中的爆炸要比在大气和水中(液体)爆炸复杂得多，因此到目前为止，对固体中的爆炸理论的研究还很不成熟。

习惯上把在空气介质中的爆炸称为“爆炸”，而把在水中和固体介质中的爆炸称为“爆破”。爆炸作用到固体或液体介质上，使介质发生变形和破坏，称之为“爆破作用”。

固体中的爆炸，因实用上以岩石和土壤中的爆炸较多，且相对来讲，实践和理论上的有关资料较多一些，所以我们主要介绍在岩土中的爆炸理论。

§6-1 岩、土的物理力学特性

研究炸药在岩土中的爆炸理论，与岩石、土壤的物理力学特性密切相关，因此我们首先必须认识岩土的有关物理力学特性。岩土是一个复合的结构，但它基本上是由不均匀的，相互之间连接或不连接的矿物质点(或矿物颗粒)所组成，由于组成岩土的这些矿物质点之间内聚力的不同，质点(颗粒)大小和质点之间空隙的不同，岩土可以呈现不同的性状。原则上我们可以把岩土分为下面三类：

硬的和半硬的岩石——是由矿物质点胶结而成，它的刚度基本上与质点刚度相等，这类岩石一般是低空隙率的；

软弱的粘性土——矿物质点由弹性水胶体聚合而组成，因此没有很大的刚度；

松散的非粘性土——矿物质点由其内摩擦力的作用聚合而成，呈松散状态，当它们含水饱和时附加有毛细作用。

由此可知，岩石和土壤从总的物性上来说是一致的，但它们又有各自的特性，所以在下面的叙述中，我们有时把岩石和土壤统称为岩土，而有时则分别称为岩石和土壤，以示区别。

一、岩石的物理力学特性

岩石是一种或多种矿物质点组成的矿物集合体，所以岩石的性质在很大程度上与组成的矿物有关。

1. 岩石的结构和构造

岩石的结构是指组成岩石的矿物成分的粒度，形状和矿物质点(颗粒)之间的连接方式。岩石的结构不同，它的坚固程度也就不同。组成岩石的矿物颗粒愈细和愈致密，或者粗中有细，粗细配合很好(空隙率非常低)，这种岩石就愈坚固，强度愈高。例如，细粒花岗岩的抗压强度为 2600 千克/厘米^2，而粗粒花岗岩的抗压强度只有 1200 千克/厘米^2。对于沉积岩，其坚固性除与矿物的成分、粒度和形状有关外，还与胶结物的成分和颗粒间胶结的强弱有关。从胶结物的成分来看，以硅质成分为最坚固，铁质成分次之，钙质和泥质成分为最差。从颗粒间胶结强弱来看，致密、胶结牢固和孔隙少的岩石，坚固性最好。而胶结不牢固，存在许多胶结弱面和孔隙多的岩石，坚固性最差。

岩石的构造是指岩石在生成时和生成后受动力地质作用所形成的一种状态，这里主要是指岩石的层理、节理和裂隙

等。

层理是由沉积岩生成条件所决定的构造特征，凡是沉积岩都是呈层状产生的，这种成层的性质叫做层理。

节理和裂隙是因岩石受动力地质作用而产生的断裂，断裂后形成的破裂宽度小至几毫米，大至几厘米或几十厘米。节理可以看作是分布得比较规律的裂隙。

无论是层理，节理还是裂隙，都是岩石中连结的薄弱面，它们的存在不但大大削弱了岩石的坚固性，而且它影响了爆炸应力波的传播，使应力波形成反射等的复杂现象。因此大大的增加了对爆炸理论研究的复杂性和难度。

2. 岩石的孔隙率

岩石的孔隙率是指岩石中孔隙所占的体积与岩石体积之比，一般用百分率来表示。孔隙率是影响岩石力学性质的一个重要的物理特性。孔隙的存在，会降低爆炸应力波的传播速度，削弱岩石颗粒之间的粘结力，进而影响岩石的强度和弹性。随着孔隙率的减小，即密度的增大，岩石的强度将相应地增大。例如石灰岩的密度由 1.5 克/厘米^{3}增大至 2.7 克/厘米^{3}时，其抗压强度由 50 千克/厘米^{2}增至 1800 千克/厘米^2；当砂岩的密度由 1.87 克/厘米^{3}增至 2.75 克/厘米^{3}时，其抗压强度

表 6-1　一些岩石的孔隙率和密度

岩石名称	密度(g/cm^3)	孔隙率(%)	岩石名称	密度(g/cm^3)	孔隙率(%)
花岗岩	2.6—2.7	0.5—1.5	页　岩	2.0—2.4	10—30
粗玄武岩	3.0	0.1—0.5	石灰岩	2.2—2.6	5—20
流纹岩	2.4—2.6	4.0—6.0	白云岩	2.5—2.6	1—5
安山岩	2.2—2.3	10—15	片麻岩	2.9—3.0	0.5—1.5
辉长岩	3.0—3.1	0.1—0.2	大理岩	2.6—2.7	0.5—2.0
玄武岩	2.8—2.9	0.1	石英岩	2.65	0.1—0.5
砂　岩	2.0—2.6	5—25	板　岩	2.6—2.7	0.1—0.5

由 150 千克/厘米²增至 900 千克/厘米².一般岩石的孔隙率与密度如表 (6-1) 所示。

3. 岩石的密度、容重、碎胀性及波阻抗(或称声阻抗)

岩石的密度是指不包括孔隙体积在内的单位体积岩石的重量。

岩石的容重是指包括孔隙体积在内的单位体积岩石的重量。

岩石的波阻抗是指岩石的密度与纵波(*P*波)在岩石中传播速度的乘积，它表征着岩体对波的传播的阻尼作用。

由于实际上岩石中都包含有一定的孔隙率，故密度的概念只是在计算时需要使用。密度和容重大的岩石，其波阻抗也大，对爆炸应力波的传播是不利的。某些岩石的密度与波阻抗的数值如表 (6-2) 所示。

表 6-2　某些岩石的声阻抗

岩 石 名 称	纵波速度 (m/s)	密度 (g/cm³)	波阻抗(kg/cm²·s)
花岗岩	3000—5000	2.65	800—1300
玄武岩	4500—6500	2.85	1300—1800
砂　岩	1400—4000	2.55	300—1000
页　岩	1400—3000	2.30	300—700
大理岩	3500—6000	2.65	900—1600
石英岩	5000—6500	2.65	1300—1650
板　岩	3500—5500	2.65	900—1450

岩石的碎胀系数是反映岩石破碎后体积增大的性能。碎胀系数定义为岩石破碎后的体积和破碎前的体积的比值。碎胀系数与岩石的物理力学性质以及被破碎的程度有关，主要用于爆破工程中，控制爆破后补偿空间的大小，各类岩石的碎胀系数列于表 (6-3)。

表 6-3 岩石的碎胀系数

纯砂与砾石	砂质粘土	中硬岩石	坚硬岩石
1.05—1.20	1.20—1.25	1.30—1.50	1.5—2.50

4. 岩石的力学性能

岩石在外力作用下，因其性质和载荷大小的不同，具有弹性变形和塑性变形两种不同性质的变形，在单向受压情况下，大多数岩石都不具有绝对的弹性变形（石英岩和辉绿岩等除外），弹性变形阶段和塑性变形阶段没有明显的界限，变形不遵守胡克定律。而在多向受力情况下，几乎所有的岩石，在变形过程中，都不同程度地具有弹性变形的特征。在胡克定律范围内，岩石和其他弹性物体一样，其变形特征可以用以下几个弹性模数表示出来：

杨氏弹性模量 E——简单拉伸或压缩时的应力-应变之比；

体积压缩模量 K——在静水压力作用下应力-应变（体积变化）之比；

剪切模量 G——在简单受剪时的应力-应变之比；

泊松比 μ——表示横向变形与纵向变形的比值（在简单拉或压时），是表示形状变化的一种几何尺度。

以上几个模量不是孤立的，它们之间存在着如下关系（见第二章）：

$$K = \frac{E}{3(1-2\mu)} \qquad G = \frac{E}{2(1+\mu)} \tag{6-1}$$

岩石的杨氏弹性模量还与变形种类和作用力的性质有关，如果分别以 $E_{压}$，$E_{弯}$，$E_{拉}$ 表示在压缩、弯曲和拉伸时弹性模量，则岩石的 $E_{压} > E_{弯} > E_{拉}$。载荷的大小对岩石的杨

氏模量也有密切关系；压缩时，杨氏模量随载荷的加大而增加；拉伸时，杨氏模量随载荷的加大而减小。与其他材料一样，岩石的静载弹性模量与动载弹性模量也不相同。随着加载速度的加快，弹性模量也随着提高。

泊松比的大小，影响到岩石中应力波衰减的快慢。实验表明，泊松比大的岩石中应力波的衰减比泊松比小的岩石要小。

岩石的一些力学性质列于表 6-3a～d 和 e

表 6-3a 几种岩石静的和动的弹性模量

岩石名称	$E\times10^5$ (kg/cm²)		$G\times10^5$ (kg/cm²)	
	静载	动载	静载	动载
石英岩	6.62	8.75	2.89	4.04
砾　岩	7.10	7.80	3.10	3.81
页　岩	6.75	8.72	2.69	3.70
砂　岩	2.55	2.62	0.96	1.16

表 6-3b 部分岩石的泊桑比

塑性粘土	密质泥岩	石灰岩	砂　岩	泥质页岩	岩盐	花岗岩
0.38—0.45	0.25—0.35	0.28—0.33	0.30—0.35	0.10—0.25	0.44	0.26—0.29

表 6-3c 几种岩石的相对强度

岩石名称	相对强度（%）		
	抗　压	抗　剪	抗　拉
花岗岩	100	9	2—4
砂　岩	100	10—12	2—5
石灰岩	100	15	4—10

表 6-3d 几种岩石的强度值

岩 石 名 称	抗压强度（kg/cm^2）	抗拉强度（kg/cm^2）
花岗岩	1000—2500	70—250
闪长岩	1800—3000	150—300
玄武岩	1500—3000	100—300
砂 岩	200 1700	40—250
页 岩	100—1000	20—100
石灰岩	800—2500	50—250
白云岩	800—2500	150—250
石英岩	1500—3000	100—300
片麻岩	500—2000	50—200
大理岩	1000—2500	70—200
板 岩	1000—2000	70—200

表 6-3e 几种岩石的比重和容重值

岩 石 名 称	比重（t/m^3）	容重（t/m^3）
花岗岩	2.58—2.69	2.56—2.67
砂 岩	2.59—2.72	2.11—2.14
石灰岩	2.71—2.85	2.46—2.68

二、粘性土的物理力学性质

岩石、粘性土和非粘性土都是由固体(矿物)质点、水和气体三种相态组成的物质．由于固态、液态和气态三种相态在该物质中的组成比率的不同，以及构造和结合等的不同而引起它们的物理力学性质的不同．因此，分为岩石、粘性土和非粘性土．

组成土壤的三个相态成分的性质以及它们之间量的比例关系和相互作用，决定着土壤的性质．例如土壤中的矿物颗粒部分相对加大，表示土壤的密实性增加，反应在土壤的强度

上就也有所提高；土壤中液体部分的增加，粘土可以从坚硬的状态转变为塑态和液态；再如由于矿物颗粒和土壤中水的相互作用，使土壤表现出收缩、膨胀、粘性和塑性等各种物理性质。

土壤中的矿物颗粒不仅粒径大小变化很大，而且其矿物成分也各不相同。按矿物成分可以分为二类：一类是原生矿物，即母岩中原来已有的矿物，如长石、石英、角闪石和云母等，这些矿物颗粒较粗，另一类是次生矿物，指在母岩中原来没有，而经过化学风化后生成的新的矿物，如颗粒极细的粘土矿物和各种氧化物或氢氧化物。土壤中矿物颗粒的成分会影响土壤的性质，例如，在砂中云母含量多时，压缩性将会增加。对土壤性质影响较大的是颗粒粒径的大小。土壤中的矿物颗粒用各种不同方式构成土壤骨架，而水和空气则充填在这些骨架的空隙之间。

土壤中经常含有水份，土壤中水与矿物颗粒表面接触会产生物理化学的相互作用，因此土壤中的水具有一些特殊的形态。A. Ф. 列别捷夫把土壤中的水分为下面几种形态：

(1) 气态水(即水气)：充满在土壤中的自由孔隙。

(2) 吸着水：凝结在土壤矿物颗粒表面上的水。只含吸着水的土壤看起来是干燥的，而且只含吸着水的粘土，还是坚固的固体状态。

(3) 薄膜水：吸着水外围的由电分子力吸附在土壤颗粒表面的水形成水膜，其厚度不超过半个丝。

(4) 自由水：在颗粒的电分子力作用半径以外的土壤孔隙中的水分。在本书的范围内是不考虑土壤的吸着水和薄膜水的。

如果以 α_1, α_2, α_3 分别代表固体质点、水和空气在岩土

中的相对体积，于是在一个单位岩土中，可表示为

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1 \tag{6-2}$$

如果分别以 $\bar{\rho}_1$，$\bar{\rho}_2$，$\bar{\rho}_3$ 表示单位体积岩土中每个相态的质量，以 ρ_1，ρ_2，ρ_3 表示岩土中固体颗粒、水和空气的密度，以 ρ 表示整个土壤的密度，于是可以得到

$$\rho = \bar{\rho}_1 + \bar{\rho}_2 + \bar{\rho}_3 = \alpha_1\rho_1 + \alpha_2\rho_2 + \alpha_3\rho_3$$

粘性土的某些物理力学性质与岩石相似，不予重复，下面着重介绍粘性土的一些特殊性态。

1. 粘性土的变形

土壤在外力作用下，必将变形，而粘性土的变形可以分为二种机理：

第一种变形机理是；在低压时，由矿物颗粒结合起来的骨架，在外力作用下产生弹性变形．而在高压时，骨架被破坏(颗粒之间的结合被破坏)，颗粒之间产生相对位移，骨架在变形后恢复不到原来的形状，就是使骨架产生塑性变形．

第二种机理是；土壤所有的相态都发生变形，因此土壤的整个体积受到压缩．

当土壤被压缩时，这二种机理总是同时存在的，只不过是在载荷过程的某一阶段，一种变形机理占主要地位，而另一种机理可以忽略不计．

含有少量水和空气的干燥土壤，它们的可压缩性远远地超过骨架的可压缩性．因此无论是静力和动力载荷，它们的变形第一种变形机理占主要地位的，而另一种变形机理则可忽略不计．但是随着压力的增加，土壤的变形和位移使得矿物颗粒结合得更加紧密，此时第二种变形机理就变得越来越显著了，而第一种变形机理则可以忽略不计，一直到它完全失去平衡(完全被破坏)．

在含水土壤中，在矿物颗粒结合面上的盐类被水所溶解，这使得矿物颗粒的结合减弱，土壤中的空隙充满了水，而只含很少的一点空气．在一个快速的动力载荷作用下，水和空气比由矿物颗粒结合的骨架有更高的阻抗．所以土壤的变形是由第二种机理来决定的，主要是由水和空气的变形来决定，固相的矿物颗粒仅在高压时才有显著的变形．但是这种含水土壤，在加载速度较慢的载荷下，水和空气被逐渐压出空隙，于是土壤的变形，主要是由固体骨架的可压缩性来决定．

土壤是矿物颗粒的骨架结构构成的，按其所含胶质材料的多少，结合程度的好坏，土壤可能具有粘性，或者没有粘性．土壤的骨架结构里留下的空隙中，可能为水饱和或部分饱和，所以土壤的应力-应变关系是下列因素的函数．即应力状态、骨架结构型式、颗粒间的凝聚力和胶结作用、矿物颗粒的形状、大小和强度、土壤的密实程度、饱和度、渗透性等．

典型的土壤应力-应变关系如图 6-1 所示．

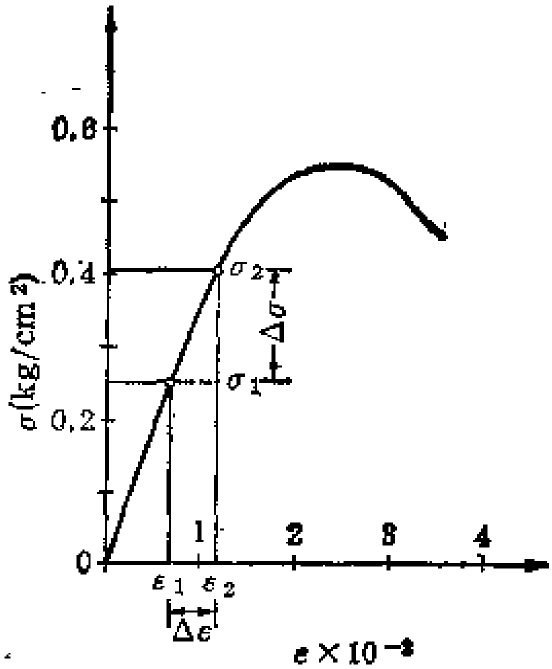


图 6-1　土壤的应力-应变曲线

2. 粘性土的物理性质

粘性土由于其颗粒极细，矿物颗粒与结合水膜的相互作用非常强烈，因而产生了一系列特有的物理性质，如凝聚性、膨胀、可塑性、收缩和崩解等性质．

(1) 凝聚性：粘性土的凝聚性，主要来源于矿物颗粒与水膜相互作用而产生的颗粒间的联结力，凝聚性的存在使粘性土能稍为承受拉力和剪力．

（2）稠度：对于同一种土壤，其凝聚力的大小取决于其密度和含水量，粘性土含水量减少时，颗粒之间靠得更近，而水膜减薄，使凝聚力增加，可以成为坚硬的固态或半固态。反之，随着含水量增加，水膜加厚，使凝聚力减小，而土壤转入塑态；当含水量继续增加，土壤颗粒间被大量自由水隔开时，粘性土便转入流态，粘性土的这种状态特性叫做稠度。

（3）可塑性：当粘性土处于塑态时，在外力作用下可以塑成任何形状而不发生裂缝或改变体积；当外力除去之后，又能继续保持所得的形状，这种性质称为可塑性。

（4）收缩与膨胀：当粘性土的含水量增加时，由于其水膜加厚，颗粒的距离增大，因而使土壤的体积发生膨胀。反之当粘性土中含水量减小时，水膜厚度减小，颗粒靠近，因而使土壤体积收缩。显然，土壤的膨胀性和收缩性的强弱，将取决于颗粒的分散程度。颗粒愈细，收缩与膨胀愈强烈，而许多粘土矿物的粒度都极细，所以粘性土的膨胀与收缩都很大。

（5）湿崩性：粘性土遇水崩解的性能称为湿崩性，但是粘性土浸入水中时，有的会崩解，有的并不崩解。

三、岩石的分级

根据岩石的物理力学性质，将岩石分成不同的等级，以作为在爆破岩石时计算炸药量所用，但此等分级方法各不相同，在苏联有普氏和苏氏分级法；而美国则按岩石完整率的分级法；加拿大则按岩石物理力学性质的分级法；日本在 70 年代按岩层弹性波波速分级法等等。这些分级方法都具有各自的特点，但由于它们都存在着不同程度的局限性，所以至今仍然没有一种国际上公认的岩石分级法。我国在爆破工程中沿用

的是普氏分级法，下面予以介绍。

1. 岩石的坚固性及普氏分级法

岩石的坚固性是一个综合性的概念，是各种物理力学性质的总合。苏联学者 M. M. 普洛托齐雅柯诺夫通过长期观

表 6-4 普氏岩石分级表

等级	坚固性程度	岩 石 名 称	f
I	最坚固的岩石	最坚固、细致和有韧性的石英岩和玄武岩及其它坚固的岩石	20
II	很坚固的岩石	很坚固的花岗质岩石、石英斑岩、很坚固的花岗岩、硬质片岩，比上一级较不坚固的石英岩、最坚固的砂质岩、石灰岩	15
III	坚固的岩石	花岗岩(致密的)和花岗质岩石、很坚固的砂质岩、石英质矿脉、坚固的砾岩，极坚固的铁矿	10
III$_a$	坚固的岩石	石灰岩(坚固的)、不坚固的花岗岩、坚固的砂岩、坚固的大理岩和白云岩、黄铁矿	8
IV	颇坚固的岩石	一般的砂岩、铁矿	6
IV$_a$	颇坚固的岩石	砂质页岩、页岩质砂岩	5
V	中等的岩石	坚固的粘土质岩石、不坚固的砂岩和石灰岩	4
V$_a$	中等的岩石	各种页岩(不坚固的)、致密的泥灰岩	3
VI	颇软弱的岩石	软弱的页岩、很软弱的石灰岩、白垩、岩盐、石膏、冻结的土壤、无烟煤、普通泥灰岩、破碎砂岩、胶结砾岩、石质土壤	2
VI$_a$	颇软弱的岩石	砾石质土壤，破碎的页岩，凝结成块的砾石和碎石，坚固的煤、硬化的粘土	1.5
VII	软弱的岩石（软土）	粘土(致密的)、软弱的烟煤、坚固的冲积层、粘土质土壤	1.0
VII$_a$	软弱的岩石（软土）	轻质土壤、黄土、砾石	0.8
VIII	土质岩石（土壤状土）	腐植物、泥煤、轻砂质土壤、湿砂	0.6
IX	松散性岩石（松散土）	砂、山麓堆积、细砾石、松土、已采下的煤	0.5
X	流砂性岩石（流动粘土）	流砂、沼泽土壤、含水黄土及其它含水土壤	0.3

察和大量分析统计认为：岩石坚固性在各方面的表现是一致的，因此他提出了一个坚固性的定量指标，称为岩石坚固系数 f 值，根据 f 值的不同，对岩石进行了具体分级，列于表（6-4）。

为适应生产建设的需要，对 f 值采用了更简便的方法，即用岩石试块的单向极限抗压强度 R 来大致确定岩石的坚固性系数 f 的值

$$f = R/100$$

利用上式的分级法，虽然在计算时比较简单，在爆破工程中被广泛采用。然而，用抗压强度测定的数据订出的坚固系

表 6-5　岩　质　分　类

类别	岩　石　名　称
A	1.古生界及中生界岩层：粘性板岩、砂岩、砾岩、石灰岩、凝灰岩等 2.深成岩：花岗岩、闪长岩、辉岩、橄榄岩 3.半深成岩：斑岩、花岗斑岩、玢岩、辉绿岩 4.火山岩的一部分：玄武岩、中生代的流纹岩 5.变质岩：结晶片岩、千枚岩、片麻岩、蛇纹岩等
B	1.节理显著的变质岩 2.层理发达的古生界和中生界岩层
C	1.中生界岩层的一部分：页岩、砂岩、角砾凝灰岩等 2.火山岩：安山岩、流纹岩等 3.古第三纪岩层的一部分：硅化页岩、硅化砂岩、火山岩质凝灰岩等
D	古第三纪岩层—新第三纪岩层：泥岩、页岩、砂岩、砾岩、凝灰岩等
E	新第三纪岩层—洪积层：泥岩、粉砂岩、砂砾岩、火山喷出物等
F	洪积岩：冲积岩、粘土、淤泥、砂、台地等

数来概括岩石所有物理力学性质和强度是不妥当的。

2. 按岩层弹性波速的分级法

该法是由日本提出的，它的基本观点是，对岩石分级时必须考虑的重要因素有：岩质、岩层的弹性波速度，涌水状态、风化与龟裂状态，岩石的物理力学性质，碎胀性和埋藏深度等。其中以岩质和岩层弹性波速度最为重要。基于这种观点，首先按岩质的差异将岩石分为 *A*—*F* 6 类(见表 6-5)，然后再按类似岩质中弹性波速的大小，把岩石分成 7 个等级（见表 6-6)。同时，在实际运用中还考虑了其它一些因素的影响，对岩石等级作适当调整。

上面所指的岩质，是一个综合性的概念，它概括了岩层的生成年代，成因类型及其在地壳中的成岩位置等。不同的岩质对岩石的坚固程度有很大的影响。

表 6-6 按岩层弹性波速的岩石分级表

岩石等级	岩层弹性波波速 (km/s)						良好程度
	A	*B*	*C*	*D*	*E*	*F*	
1	>5.0		>4.8	>4.2			好
2	5.0-4.4		4.8—4.2	4.2—3.6			好
3	4.6—4.0	4.8—4.2	4.4—3.8	3.8—3.2	>2.6		中等
4	4.2—3.6	4.4—3.8	4.0—3.4	3.4—2.8	2.6—2.0	1.8—1.2	中等
5	3.8—3.2	4.0—3.4	3.6—3.0	3.0—2.4	2.2—1.6	1.4—0.8	差
6	<3.4	<3.6	<3.2	<2.6	<1.8	1.4<0.8	差
7						<1.0	差

在使用上面的分级方法时，要注下面几个问题：

(1) 当开挖面有涌水时，岩石等级要降低 1-2 级；

(2) 遇膨胀性岩石(蛇纹岩、变质安山岩、石墨片岩、泥岩、凝灰岩等)时，应予特别考虑，此时岩石弹性波速值<4000

米/秒，泊松比 > 0.3；

(3) 对风化岩层，若其泊松比 < 0.3 时，岩石等级要提高 1—2 级。

§6-2　岩土中的爆炸特性

下面所谈的岩土中爆炸，一般是指装药在岩石或土壤中的爆炸。地层（包括岩石和土壤）本身是一种很不均匀的介质，颗粒之间存在着较大的孔隙，即使是同一岩层，各部位岩质的结构构造与力学性能也可能有很大的差别。因此，岩土中爆炸的研究，与大气中和水中爆炸相比，显得更为复杂。下面讨论装药在无限岩土介质中以及半无限岩土介质中爆炸的一些基本现象。

一、装药在无限和均匀岩土介质中的爆炸

现在介绍装药在无限岩土介质中爆炸的物理现象。图 6-2 表示一个球形装药的断面或一个圆柱形装药的横断面。装药引爆后，一个爆轰波以相同的速度向四面八方传播，这个速度取决于炸药的种类（即取决于炸药的爆速，一般是 2000—9000 米/秒），这个速度通常是大于应力波在岩土中的传播速度，而且岩土的变形速度也要小得多，因此可以近似的认为装药瞬时爆炸时，装药周围的介质同时受到爆炸产物的作用，这样就不必考虑引爆位置和爆轰波波形的影响了，即可以认为是典型的球形装药的中心引爆。另外由爆炸引起的变形过程相对的来说是高速度的，所以爆炸气体周围介质之间没有发生热的交换，这个过程可以考虑为绝热的。

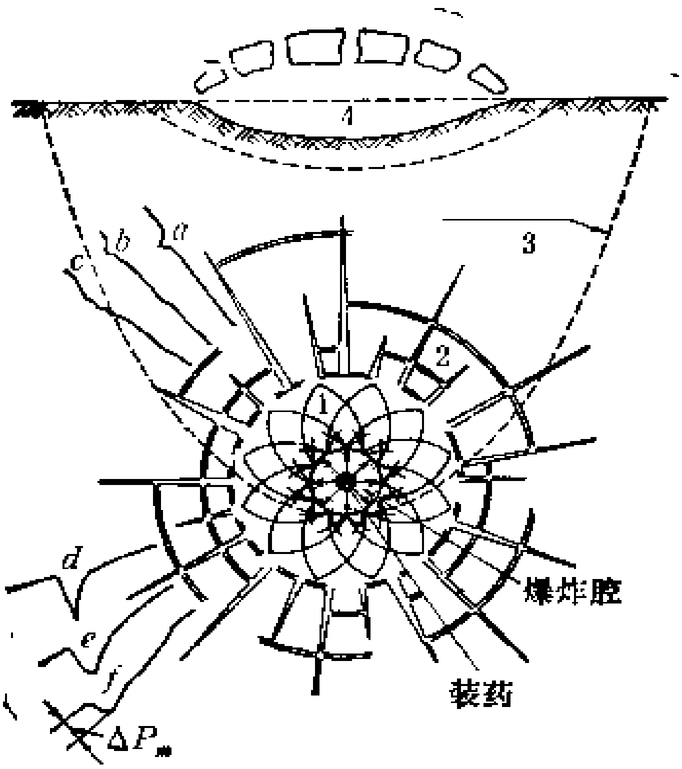


图 6-2 岩土中装药的爆炸现象

1-压碎区 2-破裂区 3-永久变形和弹性变形区 4-由于反射波而在自由表面土壤的下陷

a，b，c——在干燥土壤中压力波形的依次变化

d，e，f——在砂岩中压力波形的依次变化

装药爆轰以后，爆炸气体的压力高达几十万个大气压，而最坚硬的岩石的抗压强度也只有几千公斤/厘米^2，所以在高温高压的爆炸气体作用下，邻近装药的岩石受到强烈压缩，结构完全破坏，颗粒被压碎，甚至于进入液态．整个岩石因受爆炸产物的挤压而发生径向运动，形成一个空腔，这个空腔就是所谓的爆炸腔（见图 6-2，后面将介绍），这个区域称为排出区，在这个区域外面，有一个岩土变形较高的区域，如果在均匀介质的情况下，这个区域形成一个滑动面的体系，在此区域内，岩土结构会被破坏和压碎，压缩变形较大，并且在岩石中能观察到细密的裂缝，滑动面的切线与从装药中心发出的线

成 45°角，所以这个区域称为压缩(碎)区。而且在此区域中开始形成一个以超声速传播的冲击波。

随着冲击波阵面与装药之间距离的增加，能量分布于与距离的立方成正比的体积(空间)内，所以冲击波的压力迅速下降。当离装药一定距离时，超压即低于岩土的强度极限，则变形特性也跟着变化了，压碎和滑移面消失，且岩土结构保持不变(不受破坏)。但由于岩土受到爆炸冲击波的压缩会发生径向向外移动，这时，介质中的每一环层微元受到拉伸应力的作用.当这个拉伸应力超过岩土的动力抗拉强度极限时，那么就能产生从爆炸中心向外辐射的径向裂缝。这个区域称为破坏区，这个区域比前二个区域的范围要大得更多。径向裂缝形成后，由于裂缝端的应力集中，可以使裂缝进一步延伸到较远处。随着爆炸冲击波的继续传播，波幅不断下降，当岩土中形成的切向拉伸应力小于岩土抗拉极限强度时，就不再形成新的裂缝了。

由于惯性的缘故，在爆炸冲击波从爆炸腔脱离以后，土壤质点继续从装药处移去，并将持续一段时间，结果引起在爆炸腔内爆炸气体的负压和在爆炸波后面有一个稀疏波在传播(即是在爆轰理论中所说的"稀疏波向着爆轰产物传播")。

在破碎区以外，爆炸冲击波已经很弱了，不能引起岩土结构的破坏，只能产生质点的振动，离爆炸中心愈远，震动的幅度愈小(这个震动区就是爆炸引起的地震效应，后面将予以介绍)，最后爆炸冲击波衰减成声波。

根据岩土性质的不同，上述的爆炸腔(排出区)，压缩区，破裂区和震动区也有所不同，对于固结脆性土壤，爆炸腔是被压缩区，破裂区和震动区(也叫弹性变形的弹性区)所包围；对于粘性土壤，最接近爆炸腔的是压缩区(也叫压碎区)，接下去

是弹塑性区(弹塑性变形的区域),距离装药最远的是弹性区,图 6-2 所示,在弹性区域中传播弹性波.

以上所述的压碎区,破裂区和震动区之间并无明显的,截然分开的界线,各区的大小与炸药的性质、装药量、装药结构以及土层性质有关.

二、装药在半无限岩土介质中的爆炸

前面介绍了装药在无限深的土中爆炸后,所产生的物理现象。实际上,装药通常是在有限深度的岩土介质中爆炸.工程爆破中往往把装药放入近地表面一定深度的地方爆破,即使在军事上,为了提高爆炸效果,武器的战斗部也只能进入地下一定深度后爆炸。这时地表面会对爆炸的效应产生很大的影响。

图 6-3 所示的是有岩土-空气所形成的自由表面的土介

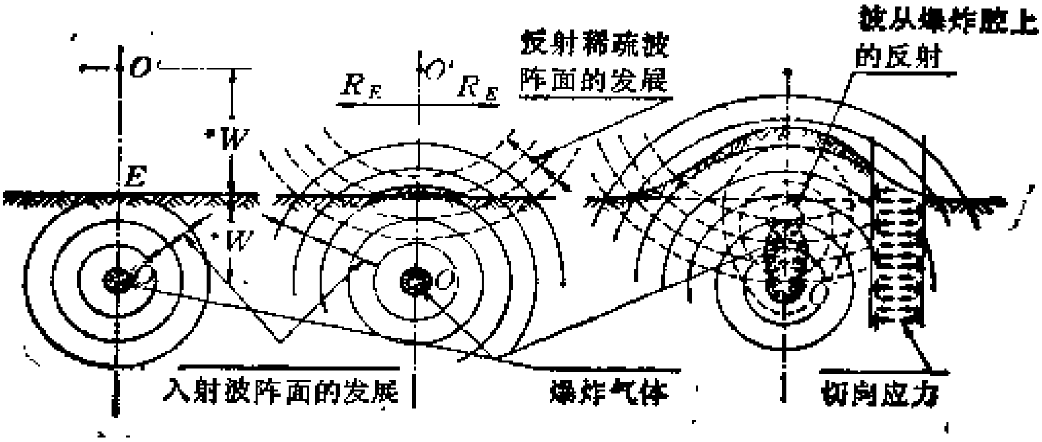


图 6-3 有自由表面介质中爆炸的三个阶段

(a) 压力波离开装药后的传播
(b) 压力波从自由表面的反射和稀疏波的形成
(c) 装药上面土壤的隆起

质中的爆炸，在爆炸的第一阶段，爆炸波从装药的所有方向传播，这时的现象在前面已叙述过。当爆炸压力波到达土壤-空气分界面的自由表面时，从第二章中应力波理论可知，压力波反射为拉伸波，从自由表面向下传播，如图 6-3(b)所示。由于膨胀波与爆炸腔中爆炸气体的压力作用下，使装药上面的土壤隆起(图 6-3(c))，在表面产生拉伸波和剪切波。在运动的第二阶段所形成的，沿着从爆炸中心向所有方向的表面传播的这些拉伸和剪切波，刚好就是有最大振幅而且引起地表面最大振动的波，也就是地震波开始向外传播，这些波的本质直到最近才得到较为充分的认识。

根据新的理论，在接近地表面的爆炸时，可以考虑为是两个震源所传递的地震波。第一个震源(即装药的爆炸)传递一个从装药的所有方向传播爆炸压力波。第二个震源是受到压力波对自由表面的入射，使得在装药上面的土壤穹状隆起，这样就传递一组高幅值的波，这些波引起地表面的最大震动。

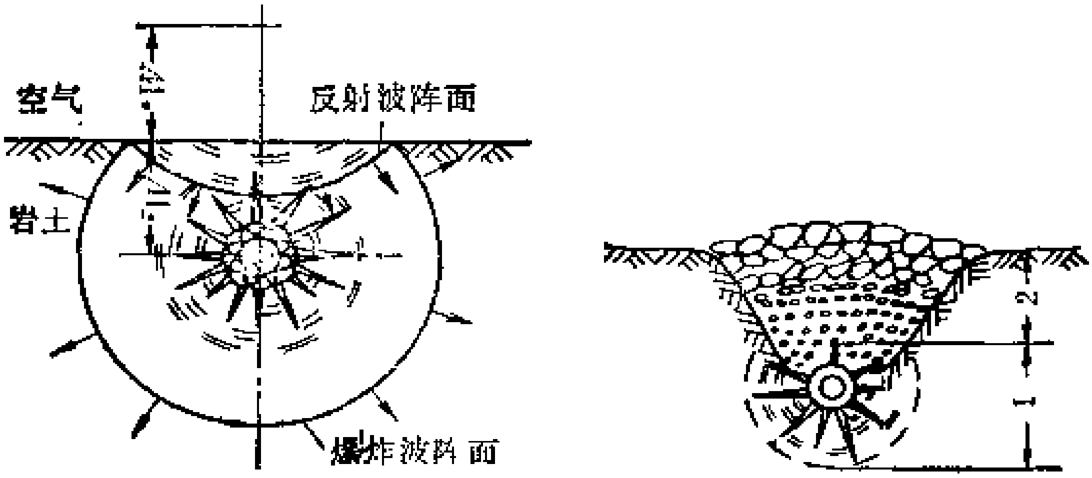
在地表面的任意点上，受到第一个源传递的压力波（P 波)首先出现，接着是一组受到第二个源传递的波（瑞利波)，然后在有二层土的界面时出现乐夫波。在地震波的传播中，如果下层土是由岩石组成时，要比在土壤中传播快得多。但是在所有由爆炸引起的地震波或自然地震波的记录中，各种类型的波是难于区别的。

在工程上将有限岩土介质中的爆炸，按装药的埋置深度可分为松动爆破和抛掷爆破两种。

1. 松动爆破

这是指装药在地下较深处的爆炸，这种爆破的特点是，爆炸波只引起周围土石的松动，而不发生土石向外抛掷的情况。装药爆炸后，爆炸波由中心向四周传播。爆炸波通过时，介质

质点产生向外的径向运动．这种运动，在无自由表面时(与埋置深度与装药重量有关，以后将予讨论)，由于受到外层介质的阻挡而停止．但是，如果有地面或其他自由面的存在，则位于自由面的岩土不再受到外层介质的阻碍，就产生向外的径向运动．与此同时爆炸波从自由面反射为拉伸波，以当地声速向岩土深处传播，如图 6-4(a)所示．反射波所到之处，岩土内部就受到拉伸应力的作用，且此拉伸应力大于岩土的抗拉极限强度．因此反射拉伸波所造成的破坏区反而要大得多．这种破坏从自由表面开始向岩层深处一层一层地扩展，并可近



(a) 松动爆破时波的传播　　(b) 松动爆破时岩土破碎的情况

图 6-4　松动爆破现象

1-内松动破碎区　　2-外松动破碎区

似的认为反射拉伸波是从与装药成光学镜象的虚拟中心 O' 处所发出的球形波．

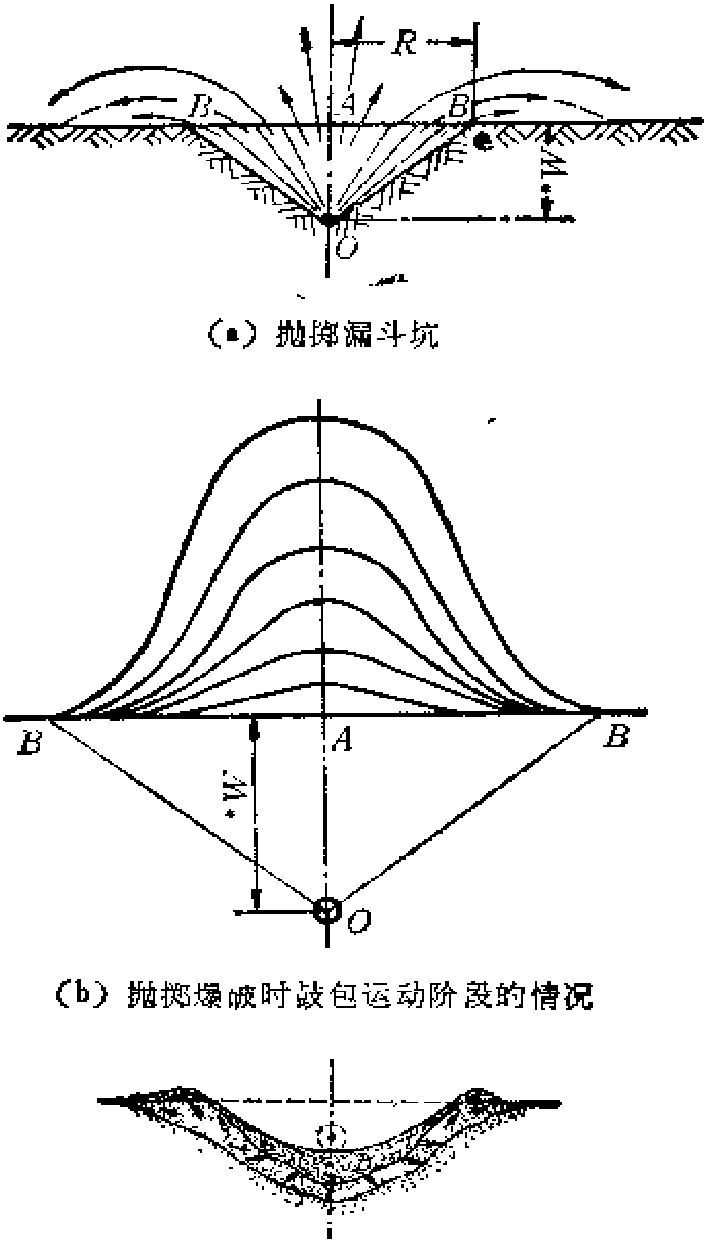
由此可知，松动爆破的破坏是由两部分组成：

(1) 由爆炸中心到周围基本上保持球状的破坏区，称为内松动破坏区 1 (如图 6-4(b))，其特点是岩石介质中的裂缝按径向发散．介质颗粒被粉碎得较细；

(2) 由自由面反射拉伸波所引起的破坏区，称为外松动

破坏区 2．其特点是裂缝大致按虚拟中心发出的球面扩展的，介质颗粒被粉碎得较粗．这种松动区的形状象个漏斗，通常称为松动漏斗．

自由面的存在，使装药的破坏作用增大，工程爆破中往往



(a) 抛掷漏斗坑

(b) 抛掷爆破时鼓包运动阶段的情况

(c) 爆炸坑

图 6-5 抛掷爆破现象

利用增多自由面来提高装药爆破的效率。

2. 抛掷爆破

如果装药的埋置深度进一步减小，或增加装药量，那么当炸药爆炸的能量超过装药上方介质的阻力时，被破碎的岩土就以喇叭状的形状向上方抛掷，并在爆炸中心与地面之间形成一个抛掷漏斗坑，如图 6-5 所示的形状，这就是抛掷爆破。

图中装药中心到自由面的垂直距离称为最小抵抗线，以 W 表示，漏斗坑半径以 R 来表示。

在抛掷爆破时，土体运动的过程，从图中可以看出，在单个装药爆炸后，最小抵抗线 OA 处地面首先突起，同时不断向周围扩展。上升的高度和扩展的范围随着时间的增加而增加，但范围扩展到一定程度后就停止了，而高度却继续上升。在这一阶段内，抛掷漏斗坑内的岩土虽已被粉碎，但地面却仍保持一个整体向上运动，其外形如鼓包(类似钟形)，故称为鼓包运动阶段。当地面上升到最小抵抗线高度的 1—2 倍时，鼓包顶部破裂，爆炸产物与岩土碎块一起向外飞散，此即鼓包破裂飞散阶段。此后岩土碎块在空中飞行，并在重力作用下落到地面，形成抛掷堆积阶段。碎块一部分落到漏斗坑内，一部分落在漏斗坑倒锥底的四周，比原始地面隆起，称为坑唇，如图 6-5c 所示。在上面三个运动阶段中，就鼓包运动速度来看单个装药抛掷爆破时，在最小抵抗线 OA 方向上岩土块运动速度最大，偏离 OA 愈远，速度愈小，在 B 点（漏斗坑锥底边缘)速度最小。

岩土刚被抛起来时，由于周围压力较低，稀疏波传入岩土中，并且将岩土进一步破碎。抛掷爆破可根据抛掷指数 n（或称爆炸作用指数)的大小分成以下几种爆破情况：

（1）$n>1$ 为加强抛掷爆破，这时漏斗坑顶角大于 90 度

$\left(n-\frac{R}{W}\right)$;

(2) $n=1$ 为标准抛掷爆破，此时漏斗坑顶角等于 90 度；

(3) $0.75<n<1$ 为减弱抛掷爆破，此时漏斗坑顶角小于 90 度；

(4) $n<0.75$ 为松动爆破，此时没有岩土的抛掷现象。

§6-3 岩土中爆炸波的参数

到目前为止还没有精确的理论方法计算岩土中爆炸冲击波的参数，因此通过实验是研究岩土中爆炸波传播的一个重要方法。另一个方法是研究岩土的状态方程（习惯上也叫本构方程），由介质的状态方程再根据热力学的有关定律，像大气中的爆炸一样来得出理论的爆炸波参数。

一、岩土中爆炸波的传播规律

1. 岩土的本构方程

对于岩土的本构方程到目前为止尚没有公认的本构方程。我们介绍的是基于岩土是由三相介质组成，这样我们分别用气态、液态、固态的状态方程来综合一个岩土的状态方程。

对于岩土中的矿物质点，水和空气的相对体积分别以 α_{10}，α_{20}，α_{30} 来表示，并用 ρ_{10}，ρ_{20}，ρ_{30} 分别表示岩土中三个相态的密度，以及用 c_{10}，c_{20}，c_{30} 分别表示三个相态中的声速。和前面所述的一样 α_1，α_2，α_3 分别是三个相态的容积，而 ν_1、ν_2、ν_3 分别是三个相态的比容，当 ρ 为岩土的密度，于

是有

对于岩土中的空气

$$\left(\frac{\alpha_{30}}{\alpha_3}\right)^{k_3}=\left(\frac{\nu_{30}}{\nu_3}\right)^{k_3}\frac{P}{P_0},\ \alpha_3=\alpha_{30}\left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{-1}{k_3}} \tag{6-4}$$

同样地对于岩土中的水

$$\alpha_2=\alpha_{20}\left[\frac{(P-P_0)k_2}{\rho_{10}c_{10}^2}+1\right]^{\frac{-1}{k_2}} \tag{6-5}$$

对于岩土中的矿物颗粒

$$\alpha_1=\alpha_{10}\left[\frac{(P-P_0)k_1}{\rho_{10}c_{10}^2}+1\right]^{\frac{-1}{k_1}} \tag{6-6}$$

上式中 $k_1=3$，$k_2=3$，$k_3=1.4$

在压力由 $P_0\to P$ 时岩石的密度将是

$$\rho=\rho_0+(\alpha_{10}-\alpha_1)\rho+(\alpha_{20}-\alpha_2)\rho+(\alpha_{30}-\alpha_3)\rho$$
$$=(\alpha_1+\alpha_2+\alpha_3)^{-1}\rho_0$$

由从方程(6-4)到(6-6)对 α_1，α_2，α_3 进行代换以后，岩土的状态方程将有

$$\rho=\rho_0\left\{\alpha_{10}\left[\frac{k_1(P-P_0)}{\rho_{10}c_{10}^2}+1\right]^{\frac{-1}{k_1}}+\alpha_{20}\left[\frac{k_2(P-P_0)}{\rho_{20}c_{20}^2}+1\right]^{\frac{-1}{k_2}}+\alpha_{30}\left[\frac{P}{P_0}\right]^{\frac{-1}{k_3}}\right\}^{-1} \tag{6-7}$$

上式对于水饱和土壤的适用性已由对爆炸波的测定得到证实，由实验确定的曲线与含水土壤的动力压缩曲线是一致的。

2. 爆炸波在土中的传播规律

在第二章所阐述的一些应力波理论，均可近似地应用于岩土中的爆炸波，只不过是这些爆炸波的源是由爆炸所引起的应力波。

岩土有不同的物理力学性质，但是也可以应用有关的理论。例如对于岩石，我们可以近似地认为它是遵守胡克定律的，因此可以应用弹性波理论。在一定范围之内，第二章中讨论过的弹塑性波理论也可以应用于粘性和非粘性土壤。但是，第二章中所述的理论，对于在土中传播的应力波理论的状态并不是完全满足的，第二章中提供的理论与实际的岩土，只是在变形和应力在一定的范围之内是一致的。然而爆炸波的压力是在非常宽的范围内变化的，从装药附近非常高的压力，直到距离装药非常远处的很低压力。退一步来讲，土壤的基本的理论化的模型还没有充分地建立，可以应用于动力问题的数学物理模型直到现在还没有提出。变形速度对土壤也是一个很敏感的问题，对此也未导出足够的理论。土壤的力学性质可以是连续地变化的，也可以是突然地阶跃，随着力学参数连续地变化的。在介质中爆炸波的传播，在理论上的研究成果至今还很少，特别是有裂缝的岩石中爆炸波的传播问题就更难于解决。所有这一切都说明了在理论上来解决在岩土中爆炸波的传播是何等的困难。所以，大多数关于岩土中爆炸波参数和传播的正确知识只是从相似模拟理论中，由实验研究中得到一些成果。

在本节中把岩土认为是一种三相介质，在此基础上建立如(6-7)式的状态方程。而对于在岩土中的爆炸波则认为在较高超压下是一个冲击波，即在它们的阵面上表现为超压、声速、质点速度和温度有一个间断，而在间断面上引起熵和温度的增加，因此在波阵面上的关系式可以像前面几章中讨论的一样，利用热力学条件，以及质量、能量和动量守恒定律得出下面的关系式

$$(D - v_f)\rho_f = (D - v_0)\rho_0$$

$$P_f - P_0 = \rho_0(D - v_0)(v_f - v_0)$$

$$E_f - E_0 = \frac{1}{2}(P_f + P_0)\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_f}\right) \tag{6-8}$$

式中：P_f，ρ_f，v_f 和 E_f 分别表示冲击波阵面上的压力、密度、质点速度和内能。P_0，ρ_0，v_0 和 E_0 分别表示冲击波阵面前岩土的压力、密度、质点速度和内能。

在岩土介质中，经常把压力处理为比容的函数，即 $P = P(v) = P\left(\frac{1}{\rho}\right)$，因此，对于压力的变化对熵的影响可以忽略不计。所以把在岩土中冲击波超压的变化可以应用（6-7）式的状态方程。

如果在冲击波阵面前的岩土是静止的，从(6-8)的第一和第二式我们可以获得下面的方程

$$D = \sqrt{\left(\frac{\rho_f}{\rho_0} \cdot \frac{P_f - P_0}{\rho_f - \rho_0}\right)}$$

$$v_f = \sqrt{\frac{1}{\rho_f \rho_0}(P_f - P_0)(\rho_f - \rho_0)} \tag{6-9}$$

将状态方程(6-7)式中的 $P = P(1/\rho)$ 代入上式可得

$$D^2 = \frac{P_f - P_0}{\rho_0}\left\{1 - \alpha_{30}\left(\frac{P_f}{P_0}\right)^{\frac{-1}{k_3}} - \alpha_{20}\left[\frac{k_2(P_f - P_0)}{\rho_{20}c_{20}^2} + 1\right]^{\frac{-1}{k_2}} - \alpha_{10}\left[\frac{k_1(P_f - P_0)}{\rho_{10}c_{10}^2} + 1\right]^{\frac{-1}{k_1}}\right\} \tag{6-10}$$

$$v_f^2 = \frac{P_f - P_0}{\rho_0}\left\{1 - \alpha_{30}\left(\frac{P_f}{P_0}\right)^{\frac{-1}{k_3}}\right.$$

$$
-\alpha_{20}\left[\frac{k_2(P_f-P_0)}{\rho_{20}c_{20}^2}+1\right]^{\frac{-1}{k_2}}
$$

$$
-\alpha_{10}\left[\frac{k_1(P_f-P_0)}{\rho_{10}c_{10}^2}+1\right]^{\frac{-1}{k_1}}\Bigg\}^{-1} \qquad (6-11)
$$

如果在波阵面上的压力 P_f 或超压 $\Delta P_f = P_f - P_0$ 是已知的，就有可能从方程(6-10)和(6-11)计算(可按第三章的爆轰理论计算)冲击波传播速度 D 和质点速度 v_f。

对于有孔隙率为 $n=\alpha_{20}+\alpha_{30}=0.4$ 的饱和水土壤，根据公式(6-10)和(6-11)计算所得的波速和质点速度如图 6-6 所示。图 6-6(a)中曲线 1，2，3，4 是理论计算曲线，并相应于空气的相对体积为 0，10^{-4}，10^{-3}，和 10^{-2}。曲线 5，6，7，8 是由实验得到并相应于空气的相对体积是 0.5×10^{-4} 和 4×10^{-2}。

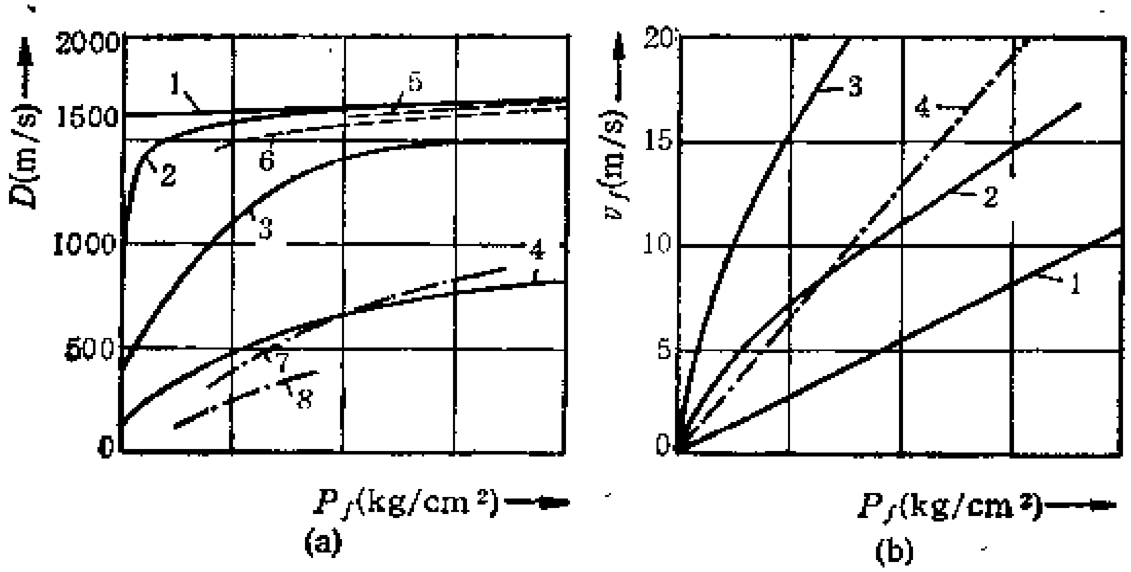


图 6-6 根据公式(6-10)和(6-11)计算的波速和质点速度

从图 6-6(a)中可以看出，波阵面速度 D 随着空气相对体积 α_{30} 的增加而急剧地降低。在不包含空气的土壤中，波阵面传播速度只有很轻微的变化。

图6-6(b)表示了水饱和土的质点速度，其土壤孔隙率 $n=\alpha_{20}+\alpha_{30}=0.4$，根据公式(6-11)算得。曲线1相应于 $\alpha_{30}=0$ 的值，曲线2相应于 $\alpha_{30}=10^{-2}$ 的值，曲线3相应于 $\alpha_{30}=5\times10^{-2}$ 的值。随着 α_{30} 的增加，质点速度也增加，曲线4是对于水而言的，它几乎是一根直线。

冲击波在粘性土中的传播规律，要比在硬岩石(近似地认为遵守胡克定律)中的传播规律复杂得多。这里我们仅介绍一些在实验中得到的结果。当在水饱和土中冲击波垂直入射在一刚性障碍物上时，反射超压增加到2到3倍(取决于土壤的种类)，超压的增加大致上与超压的大小有关；对于低超压增加是2倍，而对于高超压增加可以达到上限。

实验更进一步表明，在饱和水土中，压力波传播的超压与方位无关，在这方面，土壤表现为如同液体一样。

应当指出，虽然研究爆炸产物和冲击波在地下(岩土中)的传播是一个很重要的理论和实际问题，而且土壤的密度和水的密度相差不多，但是爆炸产物和冲击波在土壤中传播的条件却与在液体介质中的传播条件有很大的不同，这是由于土壤有孔隙度(不连续性)的缘故。实际上土壤受压时，遵守我们前面所谈的二种变形机理，起初是单个颗粒被压扰，其质量密度变大，而后在高压下才产生土壤颗粒的一般压实变形。但由于土壤的孔隙的消失而压实，所以爆炸冲击波的大部分能量将消耗于此，因此也使大部分的爆炸能消耗于破坏土壤颗粒和转换为热能上，而剩下来的能量，形成弱压缩波，其性质类似于地震波，但是地震波的能量比爆炸初始能量小得多。

3. 爆炸相似模型理论

图 6-7(a)所示的是一个在岩土中爆炸压力波的波形，图6-7(b)所示的是不对称装药或介质中爆炸应力波的波形，第一

个波峰是纵波到达时的峰值，第二个波峰是横波（剪切 S 波）到达时的峰值．其需要求解的基本参数是超压 ΔP_m，正压作用时间 t_+，升压时间 Δt．从爆炸中心距离为 R 的足够宽的范围之内这些基本参数的理论解至今尚未提出．虽然已有众多的理论——经验公式，而这些公式都是借爆炸的相似模型而得到，有关的常数也是从实验结果确定的．

爆炸相似律可以再次描述如下：

在介质中任意装药(化学或核)的爆炸，假定介质对变形速度是不敏感的(诸如岩土等)．进一步假定，在介质中应力和变形的不稳定场是受爆炸能量(重力和其他力不起作用)的影响，因此可以认为两个不同尺寸(不同能量)的装药，在任意

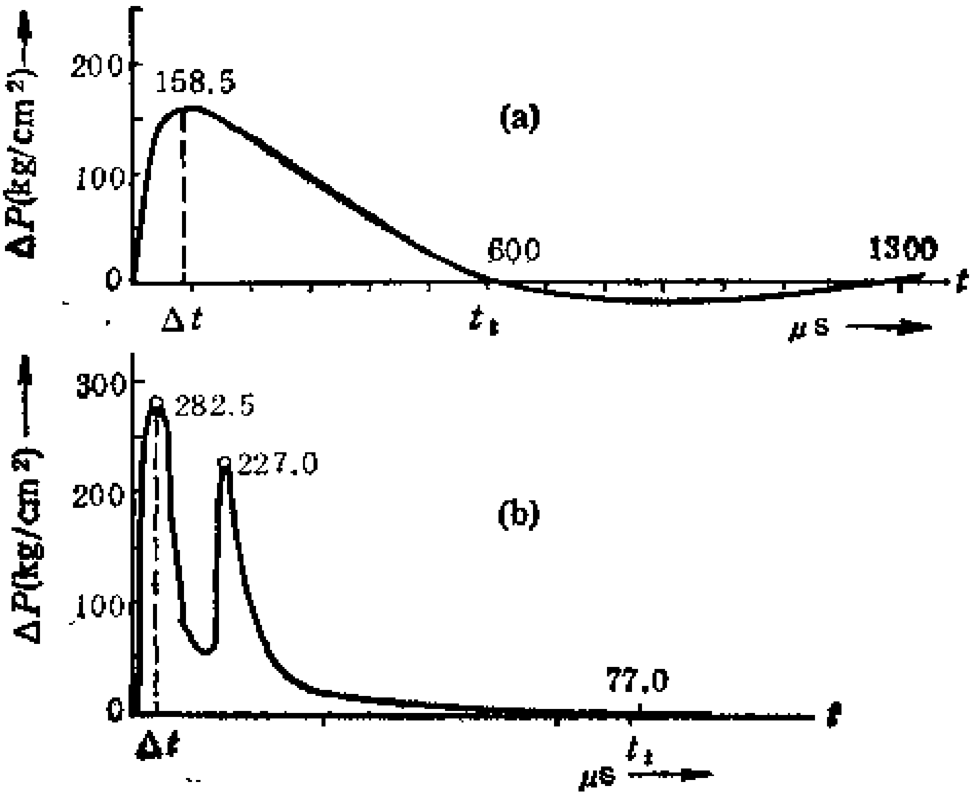


图 6-7 岩土中爆炸时记录的压力波形

(a) 75 克硝铵炸药在花岗岩土爆炸时，离爆源 0.5 米处的纵波

(b) 在 0.77 米处的纵波和横波（TNT）

外形的介质的相同点上爆炸，其爆炸的应力和应变场在几何形状、时间和力等方面都是相似的。

因此，得到如同第三章一样的结果

对于球形装药

$$\frac{R_2}{\sqrt[3]{W_2}}=\frac{R_1}{\sqrt[3]{W_1}},\quad 或\quad \frac{R_2}{R_1}=\sqrt[3]{\frac{W_2}{W_1}}$$

其中 W_i 是装药的 TNT 当量(公斤)

M. A. 萨道夫斯基根据爆炸相似律得出

$$\Delta P_m=\sum_{i=1}^{n}A_i\left(\frac{1}{\bar{R}}\right)^{a_i} \tag{6-12}$$

其中的常数 A_i 经常是由实验决定的，而 a_i 只考虑到级数的3到4项。

在压力波中其他参数的最大值，诸如最大质点速度 v_m，最大密度 ρ_m，最大声速 c_{sm}，最大阵面传播速度 D 和最大温度 T_m 等都可以表示为 ΔP_m 的函数，故

$$v_m=v_m(\bar{R})\quad \rho_m=\rho_m(\bar{R})\quad c_{sm}=c_{sm}(\bar{R})$$

$$D=D(\bar{R})\quad T_m=T_m(\bar{R})$$

如果介质的状态（P_0，ρ_0，T_0，c_{s0}）是一致的，则可以导出

$$\begin{aligned}&\Delta P_m=P_0\Delta P_m(\bar{R}_0)\quad \rho_m=\rho_0\rho_m(\bar{R}_0)\\&v_m=c_{s0}v_m(\bar{R}_0)\quad c_{sm}=c_{s0}c_{sm}(\bar{R}_0)\\&D=c_{s0}D(\bar{R}_0)\quad T_m=T_0T_m(\bar{R}_0)\end{aligned} \tag{6-13}$$

$$t_m=\frac{\sqrt[3]{W/P_0}}{c_{s0}}t_m(\bar{R}_0)\quad t_+=\frac{\sqrt[3]{W/P_0}}{c_{s0}}t(\bar{R}_0)$$

$$\bar{t}_+=\frac{\sqrt[3]{W/P_0}}{c_{s0}}\bar{t}_+(\bar{R}_0)\quad \Delta t=\frac{\sqrt[3]{W/P_0}}{c_{s0}}\Delta t(\bar{R}_0)$$

$$i_m=\frac{P_0\sqrt[3]{W/P_0}}{c_{s0}}i_m(\bar{R}_0)\quad Z_m=\sqrt[3]{W/P_0}\cdot Z_m(\bar{R}_0) \tag{6-14}$$

式中 Z 为位移；

$$\bar{R}_0 = \frac{R}{\sqrt[3]{W/P_0}} = \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \cdot \sqrt[3]{P_0} = \bar{R} \cdot \sqrt[3]{P_0} \quad (6\text{-}14a)$$

而当爆炸引起地震效应，沿着地表面传播的地震波的最大幅值和周期是

$$A_x = \sqrt[3]{W} \cdot A_x(\bar{R}), \quad A_y = \sqrt[3]{W} \cdot A_y(\bar{R})$$

$$A_z = \sqrt[3]{W} \cdot A_z(\bar{R}), \quad T = \sqrt[3]{W} \cdot T(\bar{R}) \quad (6\text{-}15)$$

式中，A_x，A_y，A_z 分别表示水平经向、水平切向和垂直方向中地表面振动的最大幅度；T 是在最大幅值时的振动周期，函数 $A_x(\bar{R})$，$A_y(\bar{R})$，$A_z(\bar{R})$ 取决于地层的外形和种类，而在紧挨着装药处也取决于炸药的种类；它们可以写成级数形式，其中的常数也是由实验决定。

如果考虑到介质的状态，(6-15)式也可以整理成

$$A_x = \sqrt[3]{W/P_0} \cdot A_x(\bar{R}_0), \quad A_y = \sqrt[3]{W/P_0} \cdot A_y(\bar{R}_0)$$

$$A_z = \sqrt[3]{W/P_0} \cdot A_z(\bar{R}_0), \quad T = \frac{\sqrt[3]{W/P_0}}{c_{x0}} T(\bar{R}) \quad (6\text{-}16)$$

(6-16)式可以应用于所有类型的波，诸如纵波、横波、初始波和反射波等。

G. I. 巴克洛夫斯基 (Pokrovski) 对于两个不同的爆炸，他指出：如果当物体形状和它们相对于爆炸中心的位置相同时，则认为爆炸波与物体之间的相互作用是相同的，而如果爆炸中心到物体之间的距离 R_1，R_2 以及物体的尺寸 l_1，l_2 满足下列条件

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{l_2}{l_1} = \sqrt[3]{\frac{W_2}{W_1}}$$

则爆炸压力和物体上的质点速度则是相等的，这样可以将(6-13)和(6-14)式推广应用，而得出爆炸波的最大超压为

$$\Delta P_m = P_0\left(\frac{0.76}{\bar{R}_0} + \frac{2.25}{\bar{R}_0^2} + \frac{6.5}{\bar{R}_0^3}\right)$$

$$= \frac{0.76}{\bar{R}} P_0^{2/3} + \frac{2.25}{\bar{R}^2} P_0^{1/3} + \frac{6.5}{\bar{R}^3} (\text{千克/厘米}^2) \quad (6\text{-}17)$$

(6-17)式可以广泛应用于空气，水和岩石中(即对于三种相态的介质中的爆炸均可应用)，而只不过在取 P_0 时，则要考虑介质的状态方程，所以 P_0 不是介质的静水压力，而是分子压力，液体和固体的分子压力区别于气体，如果将已知的土壤状态方程代入(6-13)，(6-14)式就可得到土壤实际的公式.

对于水，$P_0=(10—12)\times10^3$ 千克/厘米^2，将这个值代入方程(6-17)，我们可以得到几乎和方程(5-8)相同的值的公式

对于大多数的岩土，可以得出

$$(V/V_0)^{k_1} = P_0/(P_0 + P) \quad (6\text{-}18)$$

式中 V 是体积，P 是压力，V_0 是初始体积，k_1 是取决于固体物体的结构的常数。 体积变形模量为 $k=\left(\frac{dP}{dV}\right)V = k_1P_0 \times\left(\frac{V_0}{V}\right)^{k_1}$，事实上 $V_0\approx V$，所以 $k=k_1P_0$ 和 $P_0=\frac{k}{k_1}$. 对于大多数土壤，k_1 的值近似地等于 8，所以 $P_0=\frac{k}{8}$. 所以

$$\Delta P_m = \frac{0.76}{\bar{R}}\left(\frac{k}{8}\right)^{\frac{2}{3}} + \frac{2.25}{\bar{R}^2}\left(\frac{k}{8}\right)^{\frac{1}{3}} + \frac{6.5}{\bar{R}^3} \text{千克/厘米}^2 \quad (6\text{-}19)$$

因为离装药的距离较大时，将存在切向应力和能量的吸收，所以(6-19)式将得出稍高的压力值。这是土壤与液体及气体在本质上的差别。在紧挨着装药的地方(压碎区)，土壤可以呈现为液体状态，方程(6-19)给出了一个较为精确的结果，但是

在离装药较远的地方，由(6-19)式得出的结果就要较高于实际的超压，所以在实用上此式是不大应用的。

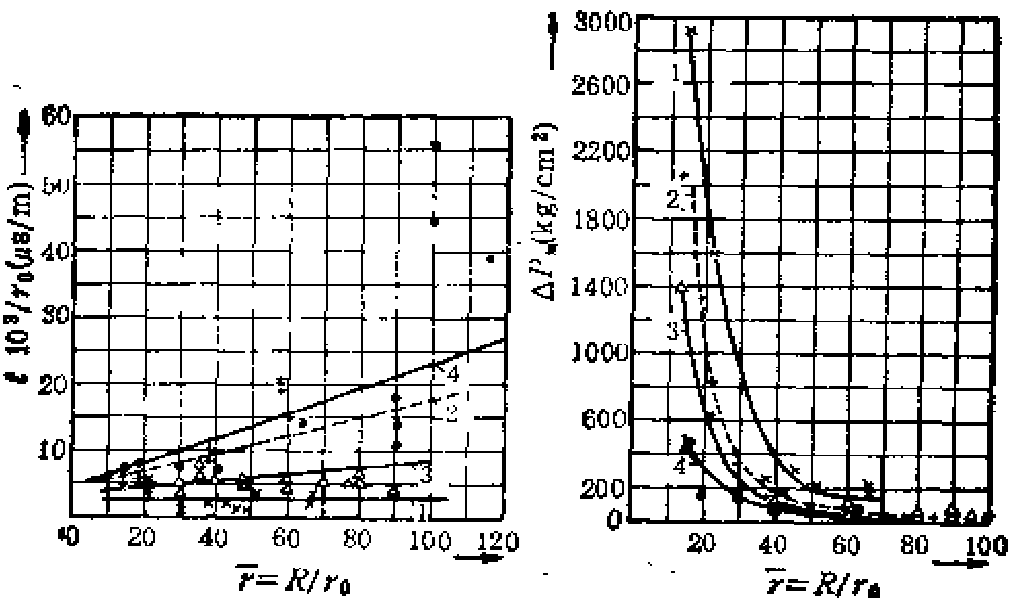
而对于含水土中，(6-17)式得到的值将是足够精确的，问题在于确定 P_0 的值

二、岩石中的爆炸波参数

对于岩石中爆炸波参数 ΔP_m、t、Δt、i_m 等，也可以用上面讨论的(6-17)式来计算，而公式中的常数是由实验来得到。

1. 岩石中爆炸时的最大超压 ΔP_m

在岩石中由球形装药的中心达到 100—120r_0(装药半径)



(a) 超压持续时间与 $\bar{r}$ 的关系　　(b) 超压值与 $\bar{r}$ 的关系

图 6-8　超压值和持续时间与 $\bar{r}$ 之间的关系

1-在辉绿岩中爆炸　2-在花岗岩中爆炸

3-白云大理石中爆炸　4-水饱和石灰石中爆炸

的距离时，压力波的最大超压仍比稀疏波负压的绝对值要高许多，所以稀疏波跟在它的后面．在距离到达 400—500r_0 时，压力波已衰减到与稀疏波负压绝对值相同的等级了．

在无界岩土介质中爆炸波的波形如图 6-7(a)所示，而对于固结土壤中球形装药的爆炸时，超压持续时间 $10^3t_+/r_0$ 与相对距离 $\bar{r}=R/r_0$ 的简化关系曲线如图 6-8(a) 所示。

但是随着岩土声阻抗 ρ_0c_0 的降低，而时间 t_+增加．由上面所得到的时间相互关系式如下

$$t_+/r_0=10^{-3}(B_0+B_1\bar{r})\ (\text{微秒/米})$$
$$5\leqslant\bar{r}<120 \tag{6-20}$$

常数 B_0 和 B_1 列于表(6-7)中。

表 6-7　公式(6-20)中的常数 B_0 和 B_1

岩石名称 / 常数	绿辉岩	大理石	花岗岩	石灰石（水饱和）
B_0	2.5	3.2	4.4	4.1
B_1	4.55×10^{-3}	5.29×10^{-2}	0.134	0.193

表 6-8　公式(6-21)中的常数 A_1、A_2、A_3

岩石名称 / 常数	绿辉岩	大理石	花岗岩	石灰石
A_1	18.56	1.67	1.27	−1.51
A_2	88.82	4.71	20.18	21.33
A_3	202.01	46.70	38.59	38.59

而对于球形 PETN 装药，在相应的岩石中爆炸的最大超压与相对距离之间的关系是图6-8(b)中的曲线，由图可知，岩

石的声阻抗愈高，超压也越高。从对曲线的分析，可以得出下面的公式

$$\Delta P_m = 10^6 \frac{A_1}{\bar{r}^3} + 10^4 \frac{A_2}{\bar{r}^2} + 10^2 \frac{A_3}{\bar{r}} (\text{千克/厘米}^2) \quad (6\text{-}21)$$

常数 A_1、A_2、A_3 列于表(6-8)中。

由实验研究得到，对于相等的相对距离 $\bar{r}$，炸药的爆能越高，最大超压也越高，特别是在接近装药处表现得更为明显，随着距离的增加，这方面的差别就急剧地降低。例如 TNT 和 PETN 装药在花岗岩中爆炸时，在 $20r_0$ 的距离处，由 PETN 装药爆炸产生的超压高于 TNT 装药爆炸产生的超压达 5 倍。但在 $50r_0$ 的距离处，由这两种装药产生的超压几乎是相等的。

2. 最大质点速度 v_m

最大质点速度可由关系式 $v_m = \Delta P_m/\rho_0 c_p$ 给出(见第二章，c_p 是纵波波速)，如果用方程(6-21)的最大超压来计算最大质点速度，则可以发现对于所有的岩土，质点速度都是相同的，且是仅只取决于相对距离 $\bar{r}$ 以及炸药的种类。对于 PETN 的球形装药，我们有：

$$v_m = 10^2 \left(\frac{\bar{B}_1}{\bar{r}^3} + \frac{\bar{B}_2}{\bar{r}^2} + \frac{\bar{B}_3}{\bar{r}} \right) (\text{厘米/秒}) \quad (6\text{-}22)$$

式中 $\bar{B}_1 = 33210$ 厘米/秒，$\bar{B}_2 = -396$ 厘米/秒，$\bar{B}_3 = 36.3$ 厘米/秒。对于其他的炸药，常数 $\bar{B}_i (i = 1,2,3)$ 有不同的数值。但是当 $\bar{r} > 50$ 时，如前所述，对于各种类型的炸药，常数 $\bar{B}_i$ 可以认为是一一对应相等的。

事实上，岩石中的最大质点速度是一个常数，由此可以得出最大超压的一般计算公式。当 PETN 装药(或各种类型的炸药)在各类岩石中爆炸时，而当 $\bar{r} > 50$ 时，有下面的方程

$$\Delta P_m = 10^2\rho_0 c_P\left(\frac{\bar{B}_1}{\bar{r}^3}+\frac{\bar{B}_2}{\bar{r}^2}+\frac{\bar{B}_3}{\bar{r}}\right)(\text{千克/厘米}^2) \quad (6\text{-}23)$$

式中 ρ_0 是岩石密度，单位是千克·厘米$^{-4}$·秒^2，c_P 是纵波波速，单位是厘米/秒。

在距离装药中心 R 处，介质质点的最大位移 z_m 在拉格朗日坐标中由下式给出

$$z_m(\bar{r}) = \int_0^t v(\bar{r},t)dt = \int_0^t\left[\frac{\Delta P(\bar{r},t)}{\rho_0 c_P}\right]dt$$

$$= \frac{i_m}{\rho_0 c_P} \quad (6\text{-}24)$$

式中 $i_m = \int_0^t \Delta P(\bar{r},t)dt$ 是距离爆炸中心 R 处的比冲量。在压力波后面传播的稀疏波使质点向后运动，如果介质不产生永久变形，质点离开冲击波以后的位置将是与爆炸波到达以前的位置相同的。

对于球形 PETN 装药在大理石中的爆炸，由爆炸相似律得出

$$\frac{i_m}{r_0} = \frac{c_1}{\bar{r}^3}+\frac{c_2}{\bar{r}^2}+\frac{c_3}{\bar{r}}(\text{千克·秒/米}^3)$$

式中经验系数 $c_1 = 816\times10^6$，$c_2 = -2055\times10^4$，$c_3 = 2745\times10^2$。

对于球形装药在岩石中的爆炸，前面介绍的公式，在 15—20 到 110—120r_0 的范围内是适用的。在岩石中的爆炸压力波表现为有一个上升较陡而下降较平坦的脉冲。

当圆柱形装药在岩石中爆炸时，根据爆炸相似律有下面的关系式

$$\Delta P_m = \Delta P_D\left(\frac{1}{\bar{r}}\right)^a = \Delta P_D\left(\frac{r_0}{R}\right)^a \quad (6\text{-}25)$$

$$\Delta P_D = \frac{\rho_W D^2}{1+k} \qquad (6-26)$$

式中 ΔP_D 是爆轰波的超压，$\bar{r}=R/r_0$ 是相对距离，R 是距装药柱轴的距离，r_0 是装药的横截面半径，a 是一个取决于土壤和炸药种类的常数（$a=1—2$，对于大多数岩石 $a\approx 1.5$），ρ_W 是装药密度，D 是爆轰速度（炸药的爆速），而 k 是一个常数（对于 $\rho_W>1.2$ 克/厘米^3，$k=3$，对于 $\rho_W<1.2$ 克/厘米^3，$k=2.1$）。

如果在下端点火的柱形装药爆炸时，冲击波的顺序位置如图 6-9 所示，上部是一个截圆锥形，而底部是一个半球形，

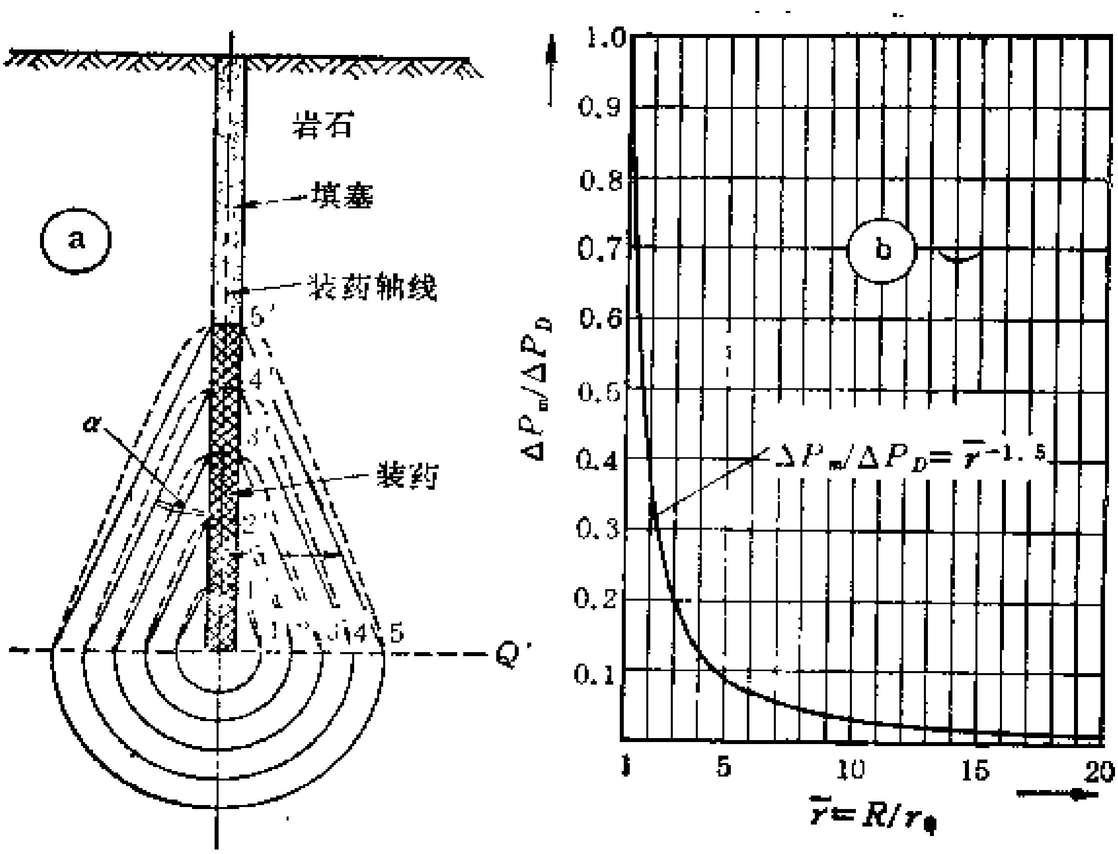


图 6-9　岩石中圆柱形装药爆炸的示意图

1,2,3,4,5是压力波的顺序位置

1′,2′,3′,4′,5′是爆轰波的顺序位置

α 角是由 $\operatorname{tg}\alpha=\frac{c_p'}{D}$ 给出，式中 c_p' 是岩土中纵波速度。

从图 6-9 可以看出，爆轰波以压力 Δp_D 沿着爆炸腔壁上传播，而这个压力 Δp_D 仅与炸药性质有关，对于各种岩石是相同的，方程 (6-25) 中，a 仅只稍微与岩石性质有关，a 的值大致上是 $a\approx1.5$。

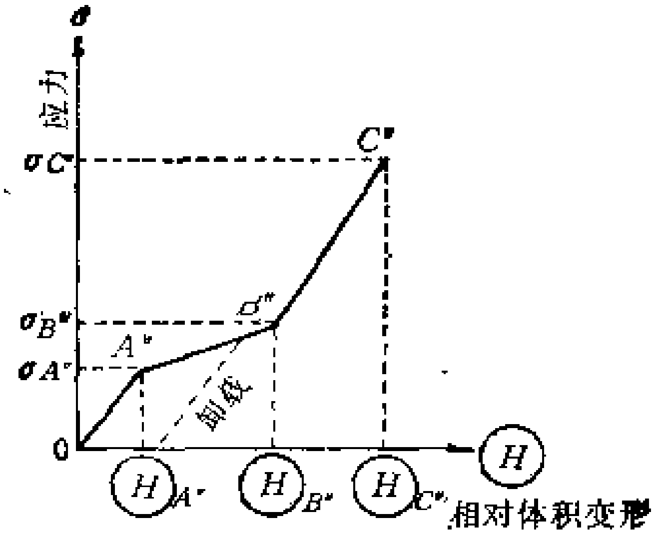
岩石中球形装药产生的爆炸波的最大压力是图6-9(b)中的曲线。

三、各类土壤中的爆炸波参数

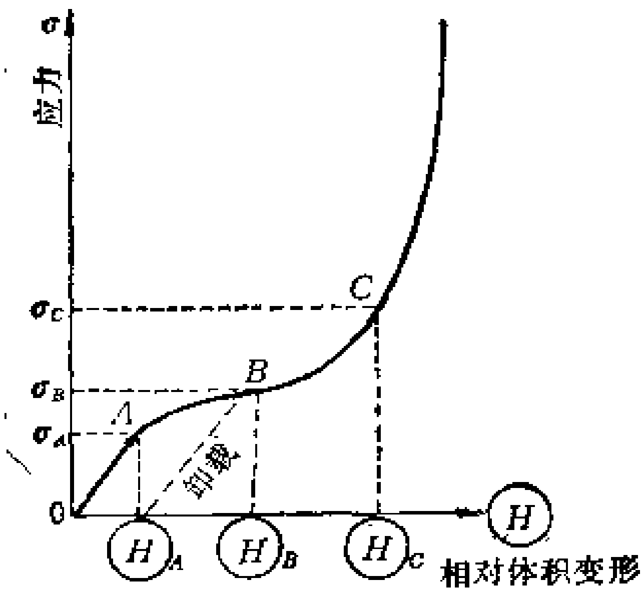
土壤的力学性质在一个非常宽的范围中变化：例如，含水的砂和粘性土壤的力学性质，可以近似的看成是液体，所以在它们中间传播的应力波，总是有一个阶跃阵面的冲击波。一般来讲土壤的应力-应变曲线可以近似为图 6-10 所示的曲线。在土壤中传播的应力波，由其应力的大小而分为弹塑性波 $\sigma_A<\Delta p_m<\sigma_C$，在 $\Delta p_m<\sigma_A$ 时传播的是弹性波，这些波的传播规律基本上符合第二章所述的应力波理论。

当装药爆炸时，在装药附近，爆炸波压力是极其高的；随着距离的增加，压力逐渐降低到零，爆炸压力波通过上述的所有压力区间，并在传播的时候变化它的特性。装药爆炸时，首先是一个稳定冲击波从装药处传出，然后随着距离加大而超压衰减，这个波转换为弹塑性波，随着距离进一步加大，超压跟着衰减，最后它变成为一个弹性波。

在土中爆炸时，产生一个非定常的应力场，对于球形装药的爆炸，这个应力场是由函数 $\Delta p(R,t)=\sigma_R(R,t)$，$\sigma_\theta(R,t)$ 决定的，其中 $\sigma_R(R,t)$ 和 $\sigma_\theta(R,t)$ 分别为径向应力和切



(a) 简化的三折线关系



(b) 塑性强化

图 6-10　土壤的应力与体应变关系

向应力，对于圆柱形装药则由函数，$\Delta p(R, t)=\sigma_R(R, t)$，$\sigma_\theta(R, t)$，$\sigma_z(R, t)$ 决定的，而 $\sigma_z(R, t)$ 是圆柱形装药 z 轴方向中的垂直切向应力，这些函数的特征在于最大超压 $\Delta p_m=(\sigma_{Rm}, \sigma_{\theta m}, \sigma_{zm})$，超压持续时间 t 和超压上升时间 Δt。这些函数可以决定其他的参数，诸如最大位移 z_m，最大质点

速度 v_m，最大冲量 i_{Rm}，$i_{\theta m}$，$i_{\pi m}$ 等等，而最重要的特征量是波阵面速度 D_f。

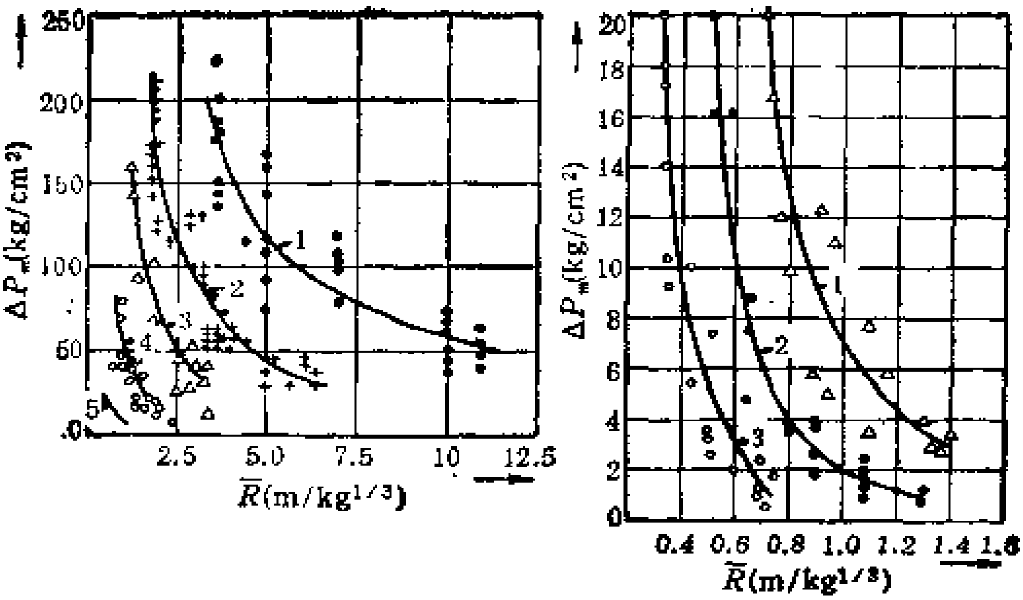
在土壤中的爆炸，按其装药位置的不同，可以分为封闭爆炸和接触爆炸。

1. 封闭爆炸

这里所谓的封闭爆炸是指在土介质中没有自由面的爆炸。即装药必须埋置有足够的深度，以排除自由面影响。

(1) 球形装药的爆炸

对于砂质粘土，G. M. 莱克霍夫（Lyakhov）从实验中得到函数 $\Delta p_m(\bar{R})$ 的曲线如图 6-11(a)所示。实验是在骨架密度为 $\rho_3 = 1.45—1.60$ 克/厘米³，湿度 $^\circ W_v = (3—6)\%$ 的自然湿度的细颗粒的水饱和砂和非水饱和砂中进行的；空隙率是 $n = \alpha_2 + \alpha_3 = 0.4$，炸药是由 0.2 到 1000 千克范围内的 TNT 球形装药。装药埋至足够的深度，以排除自由表面的影响。



(a) 在水饱和砂质土壤中　　(b) 在非水饱和砂质土壤中

图 6-11　爆炸波最大超压 Δp_m 与 $\bar{R}$ 的关系

图 6-11(a) 中曲线 1, 2, 3, 4 是对应于空气含量 α_3 为 0.0005×10^{-4}, 10^{-2} 和 4×10^{-2} 的水饱和砂，而曲线 5 是非水饱和砂的实验曲线。实验中得到的值与算术平均值的极限偏差高达 35%。空气含量越大而水含量越小，则最大超压降低得就越慢。水未饱和土壤的超压可以低于不含空气的 ($\alpha_3=0$)饱和水土壤中超压的 100 倍。

图 6-11 (b)表示了非水饱和砂在梯恩梯装药爆炸时 $\Delta p_m(\bar{R})$ 的曲线。曲线 1 是对于一个原状结构和骨架密度为 $\rho_3=1.52$—1.60 克/厘米³ 的砂，曲线 2 是密度为 $\rho_3=1.45$—1.50 克/厘米³的充气的砂，随着密度的降低，Δp_m 值也相应地降低。

从实验中的曲线，由爆炸相似律可得下面的方程：

$$\Delta p_m = A_1\left(\frac{1}{\bar{R}}\right)^{\alpha_1} \text{（千克/厘米}^2\text{）} \qquad (6\text{-}27)$$

式中常数 A_1 和 α_1 的值由表(6-9)给出。

表 6-9 公式(6-27)中常数 A_1 和 α_1 的值

土 壤 种 类	A_1	α_1
水饱和砂 $\alpha_3=0$	600	1.05
水饱和砂 $\alpha_3=5\times10^{-4}$	450	1.50
水饱和砂 $\alpha_3=10^{-2}$	250	2.00
水饱和砂 $\alpha_3=4\times10^{-2}$	45	2.50
非水饱和砂 $\rho=1.60$—1.70 克/厘米³	15	2.80
非水饱和砂 $\rho=1.52$—1.60 克/厘米³	7.5	3.00
非水饱和砂 $\rho=1.45$—1.5 克/厘米³	2.5	3.50

当装药埋置深度 H 达到 $H=2.5\sqrt[3]{W}$ 时，可以排除自由表面的影响，而当埋入深度降低到 $\frac{2.5\sqrt[3]{W}}{4}$ 时，从实验中发现

并不降低 Δp_m 和 i_m 的值，如果 $H < \frac{2.5\sqrt[3]{W}}{4}$ 时，则超压和其他参数降低．图 6-11(b)中曲线 3 是在密度为 $\rho = 1.45$—1.5 克/厘米^3，湿度为$^\circ W_e = (3—4)\%$的松散砂质土壤中地面(接触)爆炸的最大超压．如果超压是在装药下面的各种垂直距离上测定时，则超压的下降比 $H < \frac{2.5\sqrt[3]{W}}{4}$ 时更快．对于 $0 < H < \frac{2.5\sqrt[3]{W}}{4}$ 时，超压 Δp_m 的值是在曲线 2 和曲线 3 之间。

对于液态和含水流动性的土壤，正切方向中的垂直应力 $\sigma_{\theta m}$ 等于垂直径向应力 $\sigma_{Rm} = \Delta p_m = \sigma_{\theta m}$，而对于其他的土壤

$$\sigma_{\theta m} = K_B \Delta p_m = k_B \sigma_{Rm}$$

式中 k_B 是侧压系数：对于砂质土壤 $k_B = 0.3—0.5$；对于亚粘土 $k_B = 0.4—0.6$，对于黄土 $k_B = 0.3—0.4$。

G. M. 莱克霍夫用 TNT 装药，对与图 6-11 相同的土壤，测定了爆炸波的冲量如图 6-12 所示．图中曲线 1，2，3，4，5 相应于图 6-11 中曲线 1，2，3，4，5 的土壤，根据这些曲线分析得出下面的冲量公式

$$i_m = A_2 \sqrt[3]{W} \cdot \left(\frac{1}{R}\right)^{a_2} \qquad (6\text{-}28)$$

常数 A_2，a_2 给出于表(6-10)中。

从已做过的实验中知道：骨架密度 $1.5 < \rho_s < 1.7$ 克/厘米^{3}的范围之内，参数 Δp_m，i_m，D_m 与骨架密度 ρ_s 无关。

应该指出，在水饱和土中，压力波总是具有冲击波的性质，而在非水饱和土壤中，一个稳定冲击波从装药处开始传

表 6-10 公式(6-28)中常数 A_2 和 α_2 的值

土壤的种类	A_2	α_2
水饱和砂 $\alpha_1=0$	0.080	1.05
水饱和砂 $\alpha_1=5\times10^{-4}$	0.075	1.10
水饱和砂 $\alpha_1=10^{-2}$	0.045	1.25
水饱和砂 $\alpha_1=4\times10^{-2}$	0.035	1.40
非水饱和砂 $\rho=1.52-1.60$ 克/厘米³	0.030	1.50

播，在离装药一定距离的 R 处，超压降低到 4—12 千克/厘米²，此时阶跃阵面被分解，形成一个有前沿的弹塑性波，并开始在土壤中传播。

至于超压持续时间 t_+，大致上可以假定波的外形是一个高为 Δp_m 和底为 t_+的三角形，所以

$$t_+\approx\frac{2i_m}{\Delta p_m}$$

V. V. 马尔尼柯夫和 G. V. 瑞柯夫研究了在自然湿度$^\circ W_v=(19—21)\%$和增加湿度（$^\circ W_v=22—25\%$），密度为 $\rho=1.3—1.38$ 克/厘米³ 的松散土壤中的爆炸波，根据他们的研究指出，稳定冲击波从装药处传播到 $\bar{r}=10$ 到 15，（$\Delta p_m>15—20$ 千克/厘米²）之后，开始传播弹塑性波，随着距离的继续增大而开始传播弹性波，根据他们的研究，提出了下面的关系式：

$$\Delta p_m=9\times10^3\bar{r}^{-2.42}\ (\text{千克/厘米}^2)\qquad \sigma_{\theta m}=3.6\times10^3\bar{r}^{-2.42}\ (\text{千克/厘米}^2)$$

$$^0W_v=(19—21)\%$$

$$\Delta p_m=10.2\times10^3\bar{r}^{-2.43}\ (\text{千克/厘米}^2)\qquad \sigma_{\theta m}=4.6\times10^3\bar{r}^{-2.42}\ (\text{千克/厘米}^2)$$

$$^0W_v=(22—25)\%$$

$$D_m=335.4\bar{r}^{-0.4}\ (\text{米/秒})\qquad 10\leqslant\bar{r}\leqslant25,$$

$$^0W_v = (19—21)\%$$

$D_m = 500\bar{r}^{-0.66}$ (米/秒)　　$10 \leqslant \bar{r} \leqslant 25, {}^0W_v = (22—25)\%$

$t_+ = 17 \times 10^{-3}\bar{r}\sqrt[3]{W}$ (秒)　　$^0W_v = (19—21)\%$

$t_+ = 14.44 \times 10^{-3}\bar{r}\sqrt[3]{W}$(秒)　　$^0W_v = (22—25)\%$

G. I. 斯米尔诺夫 (G. I. SmiRNov) 等人对砂质亚粘土中的爆炸试验，得到的爆炸波参数如图 6-13 到 6-18 所示，为了比较起见，同时也画出了接触爆炸的曲线，以及 G. M 莱克霍夫的曲线。斯米尔诺夫的曲线与莱克霍夫曲线之间存在的差别，主要是由于土壤性质稍有不同之故。

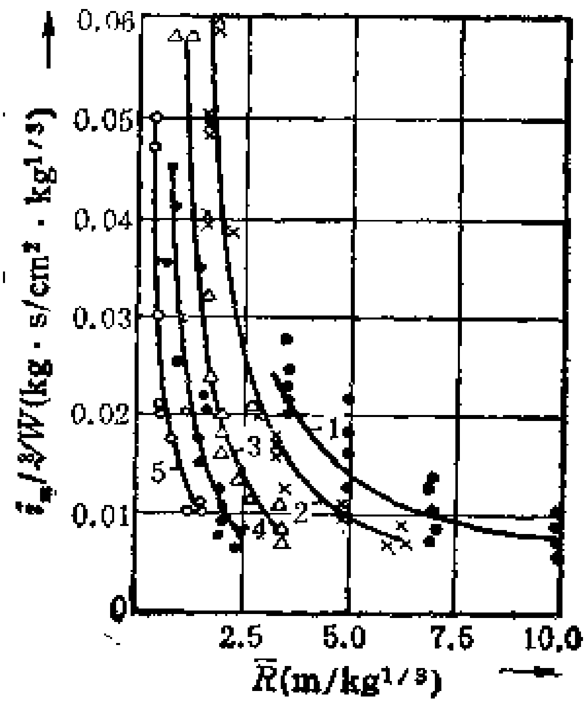
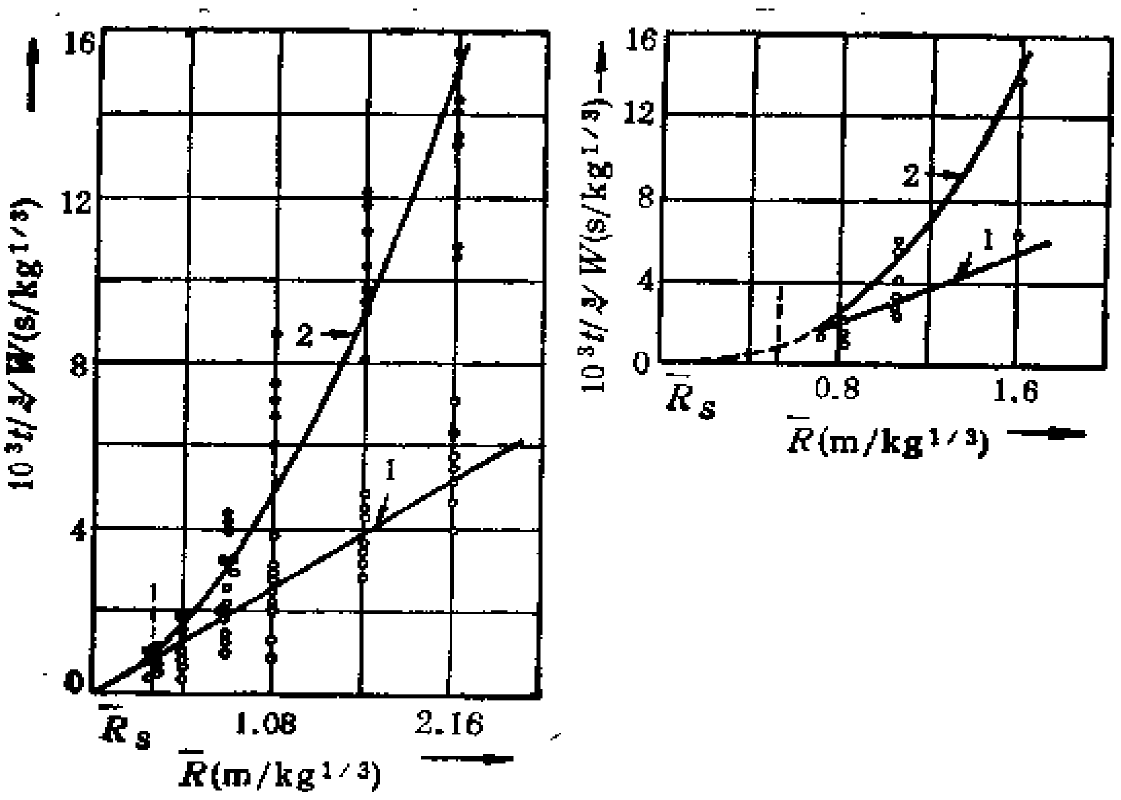


图 6-12　砂质土壤中的爆炸波冲量与 $\bar{R}$ 的关系

图 6-13(a) 中曲线 2 是由下面的关系式得出

$$i_m = 4.35 \times 10^3\sqrt[3]{W}\bar{R}^{1.64}$$

$$\bar{R} = \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \tag{6-29}$$



(a) 对于封闭爆炸　　　　　　　　　(b) 在砂质粘土中的接触爆炸

图 6-13　压力波阵面(曲线 1)和最大应力(曲线 2)的时距曲线

式中 t_m 是爆炸的瞬时和在距离为 R 的点到达最大超压时所需的时间。波阵面到达时间为 $t_f = R/c_p$，所以对于超压(波阵面到达的点)到达最大值所需时间 Δt 是

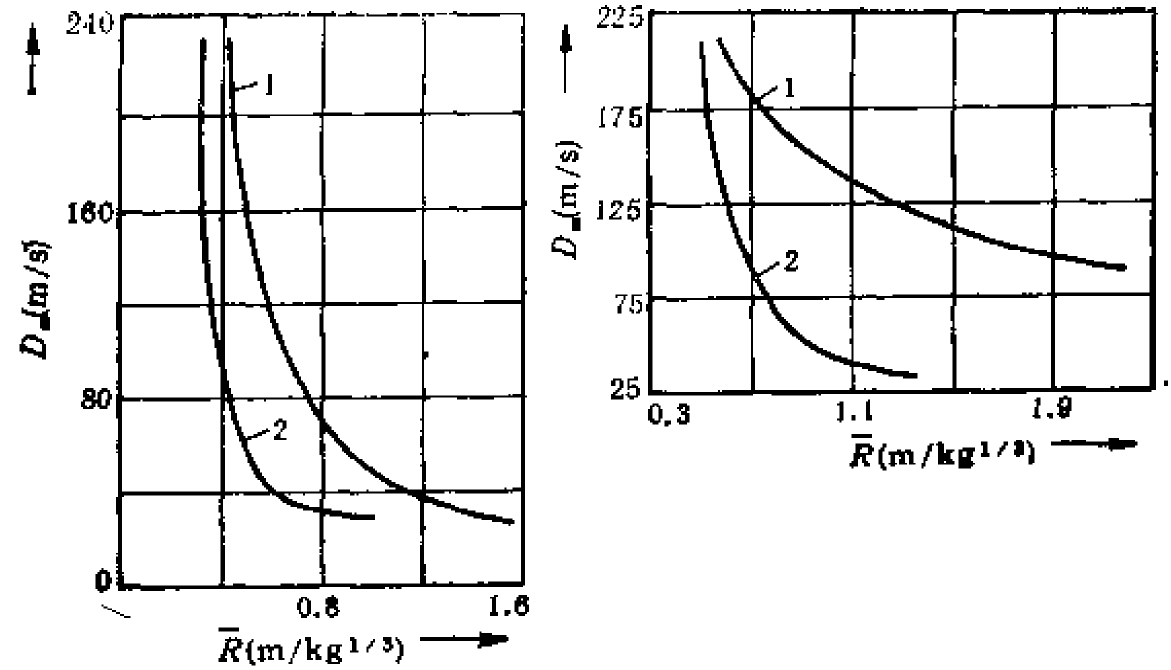
$$\Delta t = t_m - t_f = 4.23 \times 10^{-3}\sqrt[3]{W}\ \bar{R}^{1.64} - \frac{R}{c_p}\ (\text{秒}) \qquad (6\text{-}30)$$

将方程 (6-29) 对于 t 的微分，得到

$$D_m = 145.3\left(\frac{R}{\sqrt[3]{W}}\right)^{-0.64}\ (\text{米/秒}) \qquad (6\text{-}31)$$

从图 (6-14(a)) 中对于砂质土壤中的封闭爆炸，有

$$\Delta p_m = 11.1\left(\frac{R}{\sqrt[3]{W}}\right)^{-2.7}\ (\text{千克/厘米}^2)$$

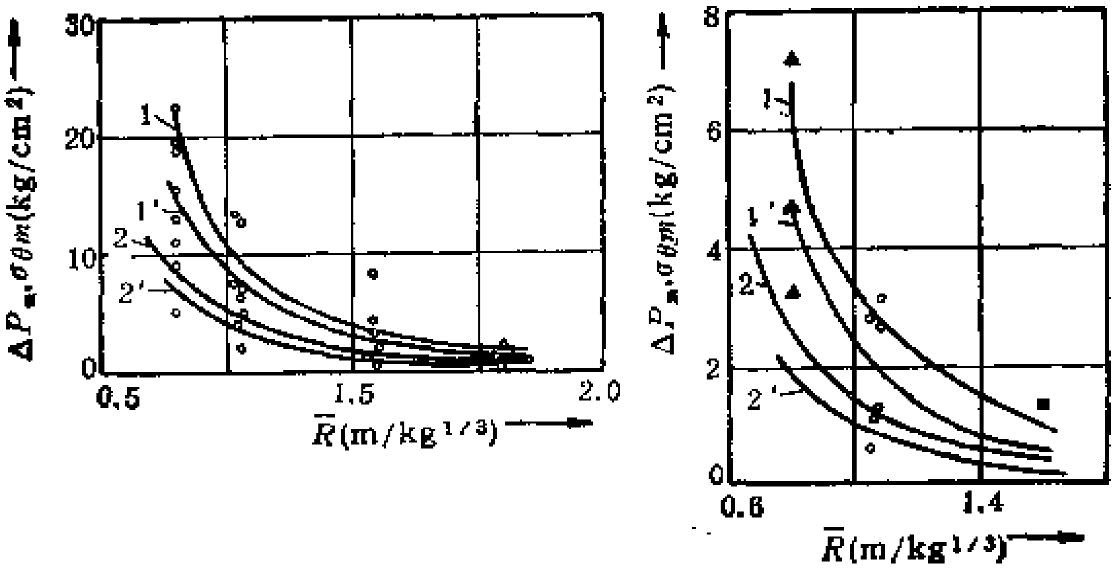


(a) 对于封闭爆炸　　　　(b) 对于接触爆炸

图 6-14　在砂质土壤中最大超压的传播速度 D_m 与 $\bar{R}$ 的关系

1-根据 G. I. 斯米诺夫

2-根据 G. M. 莱克霍夫

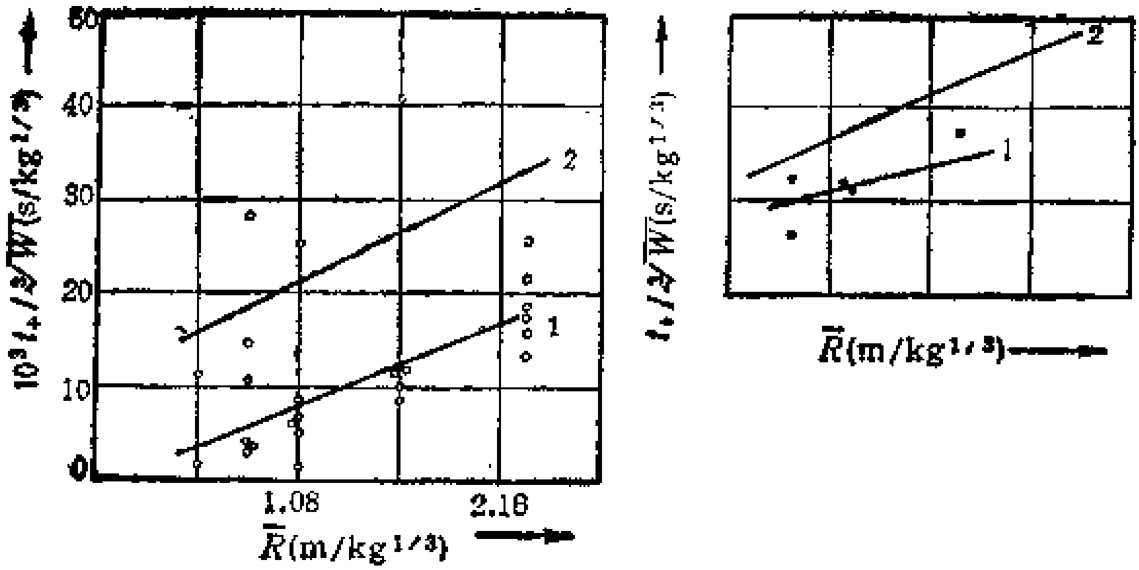


(a) 对于封闭爆炸　　　　(b) 对于接触爆炸

图 6-15　在砂质土壤中径向应力(曲线 1 和 1′)和切向应力(2 和 2′)与 $\bar{R}$ 的关系

1,2-根据 G. I. 斯米诺夫

1′,2′-根据 G. M. 莱克霍夫

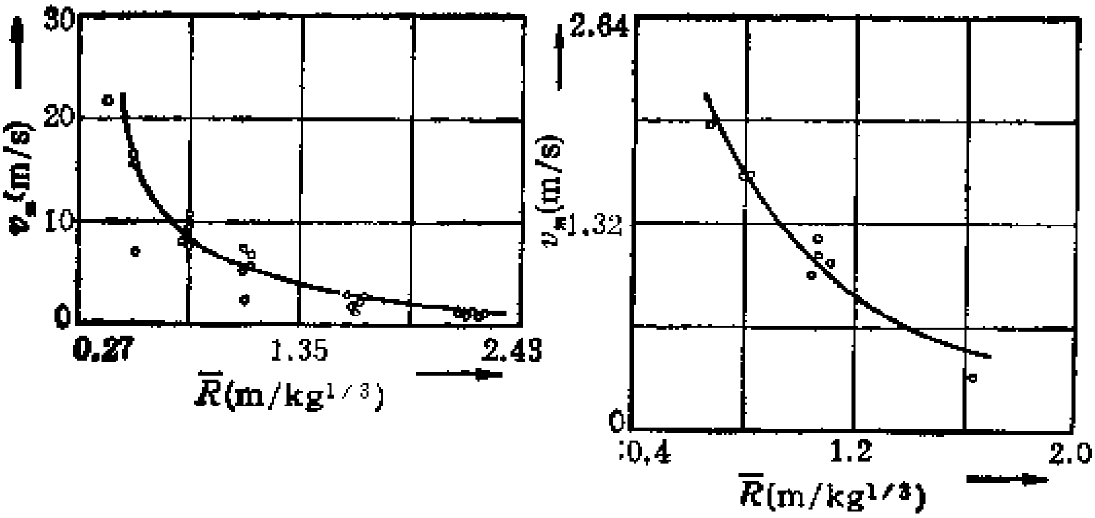


(a) 对于封闭爆炸　　　　　　(b) 对于接触爆炸

图 6-16　在砂质土壤中超压的持续时间

1-根据 G. I. 斯米诺夫

2-根据 G. M. 莱克霍夫

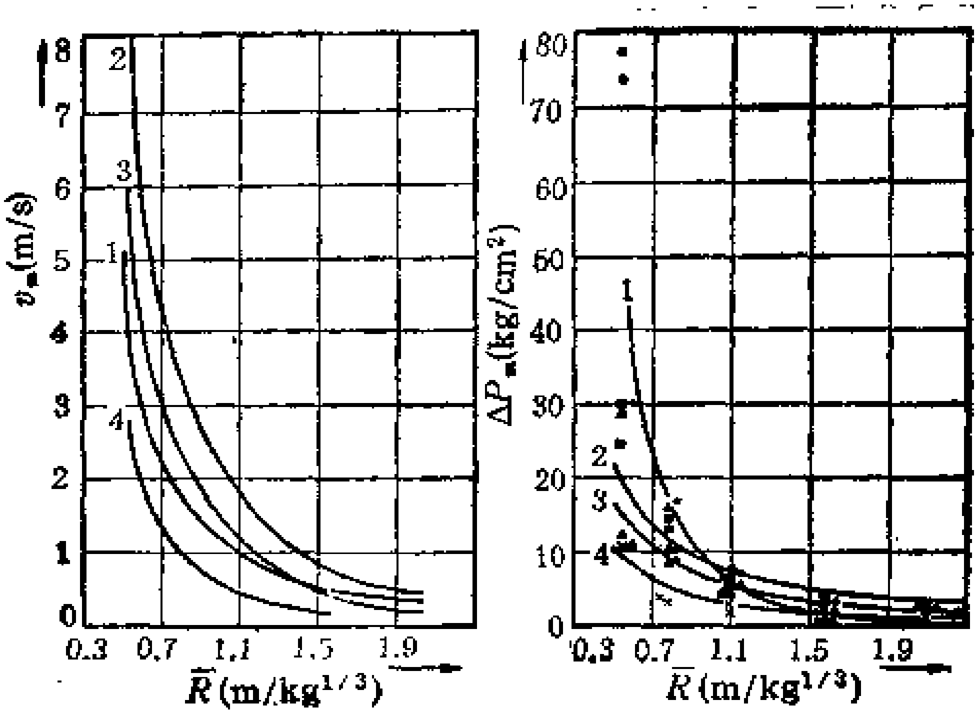


(a) 对于封闭爆炸　　　　　　(b) 对于接触爆炸

图 6-17　在砂质土壤中最大质点速度与 $\bar{R}$ 的关系

$$\sigma_{\theta_m} = 11.1 k_B \left(\frac{R}{\sqrt[3]{W}}\right)^{-2.7} \text{（千克/厘米}^2\text{）} \qquad (6\text{-}32)$$

对于接触爆炸，有



(a) 最大质点速度与$\bar{R}$的关系， (b) 最大超压与 $\bar{R}$ 的关系

图 6-16 球形装药在砂质土壤中封闭爆炸时最大质点速度和最大超压与 $\bar{R}$ 的关系

1-六素精 2-硝铵 3-TNT 4-硝铵铝粉

$$\Delta p_m = 11.1\left[\frac{R}{\sqrt[3]{k_w W}}\right]^{-2.7} \text{（千克/厘米}^2\text{）}$$

$$\sigma_{\theta m} = 11.1 k_B\left[\frac{R}{\sqrt[3]{k_w W}}\right]^{-2.7} \text{（千克/厘米}^2\text{）}$$

式中：装药的衰减系数 $k_w = 0.28$；

侧压系数 $k_B = 0.427$。

而莱克霍夫的相互关系式(图 6-15 中的曲线 1′和 2′）是对于封闭爆炸

$$\Delta p_m = 8\left(\frac{R}{\sqrt[3]{W}}\right)^{-3} \text{（千克/厘米}^2\text{）},$$

$$\sigma_{\theta m} = 3.6\left(\frac{R}{\sqrt[3]{W}}\right)^{-3} \text{（千克/厘米}^2\text{）} \qquad (6-33)$$

对于接触爆炸

$$\Delta p_m = 8\left(\frac{R}{\sqrt[3]{0.3W}}\right)^{-3} \text{（千克/厘米}^2\text{）}$$

$$\sigma_{\theta m} = 3.6\left(\frac{R}{\sqrt[3]{0.3W}}\right) \text{（千克/厘米}^2\text{）} \qquad (6-33a)$$

图 6-16 中曲线 1 可以近似的由下面方程来表示：

$$t_+ = 10^{-3}\sqrt[3]{W}(B_0 + B_1\bar{R}) \text{（秒）} \qquad (6-34)$$

式中 B_0 和 B_1 对于封闭爆炸分别等于 0.13 和 7.8，对于接触爆炸分别等于 5.5 和 5.64。

图 6-17 中的曲线的最大质点速度的表达式是，对于封闭爆炸：

$$v_m = 4.72\left(\frac{R}{\sqrt[3]{W}}\right)^{-2.06} \text{（米/秒）} \qquad (6-35)$$

对于接触爆炸：

$$v_m = 1.08\left(\frac{R}{\sqrt[3]{W}}\right)^{-1.65} \text{（米/秒）} \qquad (6-36)$$

图 6-18 中的曲线，是在砂质土壤中，各种炸药球形装药封闭爆炸时的爆炸波，并可由下面方程来表达

$$\Delta p_m = 6.87\bar{R}^{-3.11} \text{（千克/厘米}^2\text{）}$$

$$v_m = 1.29\bar{R}^{-2.73} \text{ 米/秒（氢，氧）}$$

$$\Delta p_m = 5.74\bar{R}^{-1.63} \text{（千克/厘米}^2\text{）}$$

$$v_m = 1.35\bar{R}^{-2.99} \text{ 米/秒（梯恩梯）}$$

$$\Delta p_m = 4.02\bar{R}^{-1.5} \text{（千克/厘米}^2\text{）}$$

$$v_m = 0.54\bar{R}^{-2.53} \text{ 米/秒（alumatole）}$$

$$\Delta p_m = 7.17\bar{R}^{-1.71} \text{（千克/厘米}^2\text{）}$$

$$v_m = 2.07\bar{R}^{-3.2} \text{ 米/秒（硝铵）}$$

（2）圆柱形装药的爆炸

一般的实际工程中，如矿山开采，土方工程等，都采用圆柱形装药，但遗憾得很的是有关圆柱形装药的试验研究资料少得不能与球形装药相比，原因当然是因为球形装药易于分析。

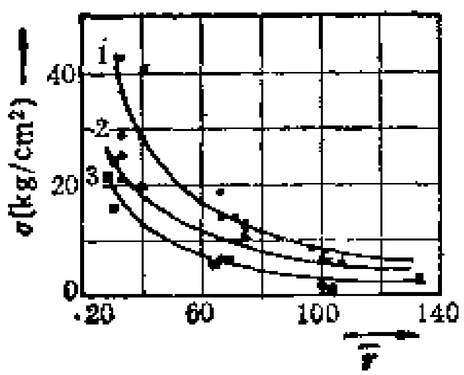
圆柱形装药在下端起爆后，在爆炸的瞬时形成压力波阵面的形状如图 6-9(a)的虚线所示.在 Q' 平面上面部分，波的最大径向，轴向和切向应力 $\Delta p_m = \sigma_{Rm}, \sigma_{zm}, \sigma_{\theta m}$ 是图 6-19(a)中的曲线，它们可以表示为相对距离 $\bar{r} = R/r_0$ 的函数。

$$\Delta p_m = 8808\bar{r}^{-1.44} = \sigma_{Rm}, \quad \sigma_{zm} = 1479\bar{r}^{-1.2}$$

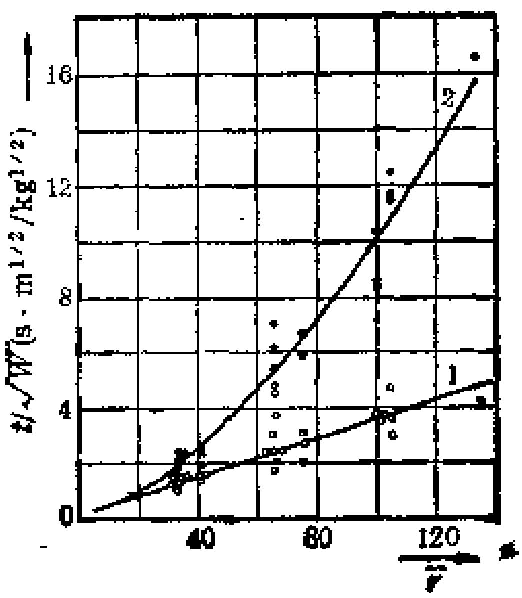
$$\sigma_{\theta m} = 5070\bar{r}^{-1.6} \text{ (千克/厘米}^2\text{)} \qquad (6-37)$$

波阵面到达时间 t_f 和最大应力到达的时间 t_m [图(6-19(b))的曲线]由下面方程给出

$$\frac{t_m}{\sqrt{W}} = 0.0074(\bar{r}-1)^{1.57} \text{ (秒·米}^{\frac{1}{2}}\text{/千克}^{\frac{1}{3}}\text{)} \qquad (6-38)$$



(a) 最大径向1、轴向 2 和切向应力 3 与 $\bar{r}$ 的关系



(b) 波阵面 1 和最大应力 2 与 $\bar{r}$ 的关系

图 6-19 在砂质粘土中圆柱形装药的爆炸

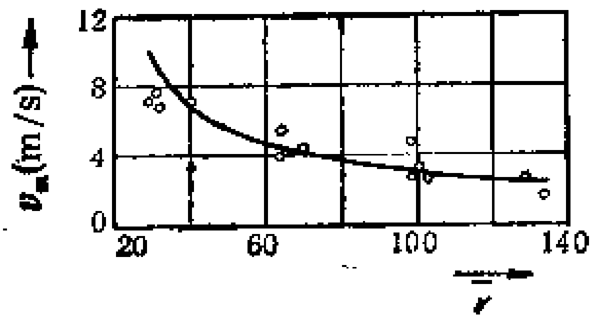
$$\frac{t_1}{\sqrt{W}} = 0.0335\bar{r} + 0.061 \quad (\text{秒} \cdot \text{米}^{\frac{1}{2}}/\text{千克}^{\frac{1}{2}}) \qquad (6\text{-}39)$$

压力波的升压时间是

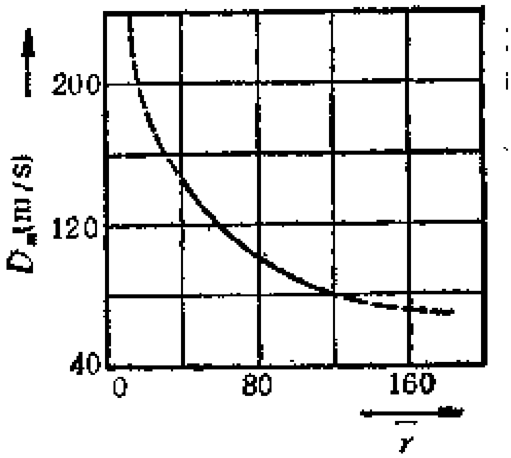
$$\frac{\Delta t}{\sqrt{W}} = (t_m - t_1)/\sqrt{W} = 0.0074(\bar{r} - 1)^{1.57}$$

$$- 0.335\bar{r} - 0.061 \quad (\text{秒} \cdot \text{米}^{\frac{1}{2}}/\text{千克}^{\frac{1}{2}}) \qquad (6\text{-}40)$$

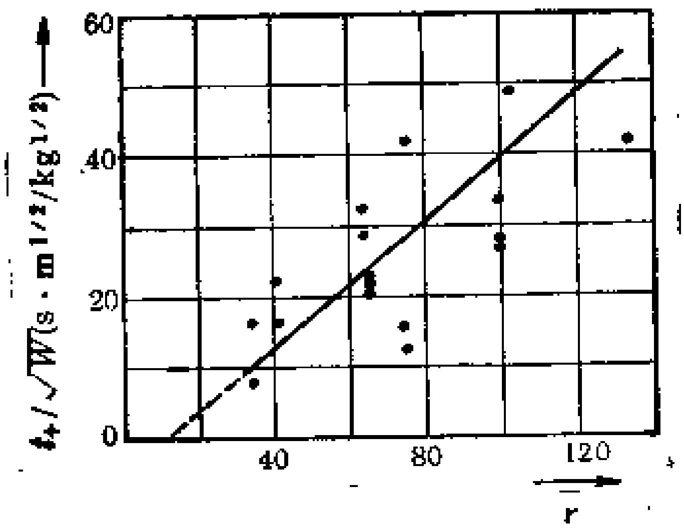
由图（6-19(b)）可知，如同球形装药一样，在装药附近的



(a) 质点速度的变化



(b) 最大应力的传播速度



(c) 压力波的作用时

图 6-20　在砂质粘土中圆柱形装药的爆炸

压力波是一个冲击波，不过对于球形装药，在距离为 $\bar{r}=10$—15 时，冲击波阵面发生分解。而对于圆柱形装药，冲击波阵面的分解，发生在距离为 $\bar{r}=20$—30 时，或者甚致更大一些。

图 6-20 中曲线所表示的参量 v_m，D_m，t_+ 的表达式如下

$$v_m = 262.7\bar{r}^{-0.965} \text{ 米/秒}$$

$$D_m = \frac{1.207}{(\bar{r}-1)^{0.57}} \text{ 米/秒}$$

$$\frac{t_+}{\sqrt{W}} = 0.448\bar{r} - 6.06 \text{ 秒·米}^{\frac{1}{2}}\text{/千克}^{\frac{1}{2}}$$

总的来讲，圆柱形装药随着距离的增加而超压衰减的程度比球形装药要慢一些，而且正压作用时间的增加比球形装药要显著些。

2. 接触爆炸

接触爆炸是指装药在土壤-空气界面上的爆炸，我国俗称为触地爆，对于装药埋置深度 $H < \frac{2.5\sqrt[3]{W}}{4}$ 的爆炸，由于此种爆炸受自由面的影响较大，所以也属于接触爆炸。由于接触爆炸的复杂性，至今尚没有比较成熟和成功的解。V. D. AlexeyenKo 在实验研究的基础上，利用爆炸相似律，提出了一个实用的解，这个解是在密度为 $\rho_0=1.6$ 克/厘米^{3}和湿重为$^\circ W_0=(7—10)\%$ 的原状结构的中等颗粒砂中进行的实验，装药为 1.6，5.4 和 12.8 千克的立方形炸药，装药的布置如图 6-21(a)所示，测定的应力场是对称于 z 由点 1 到 10，共 10 个点测出，每个点都是由有四个分量的张量传感器来测量，测出作用在圆柱坐标体系的应力 σ_z，σ_R，σ_θ 与时间的关系，以及

作用在中间平面(子午面)$Z\cdot R$ 上的垂直应力 σ_n 和时间的关系，$Z\cdot R$ 平面与 R-轴形成 $\alpha=\pi/4$ 的角，由测得的值可以计算出下面的参量

$$\tau_{Rz}=\frac{\sigma_n-(\sigma_R\cos^2\alpha+\sigma_z\sin^2\alpha)}{\sin 2\alpha}$$

(a)

(b)

(c)

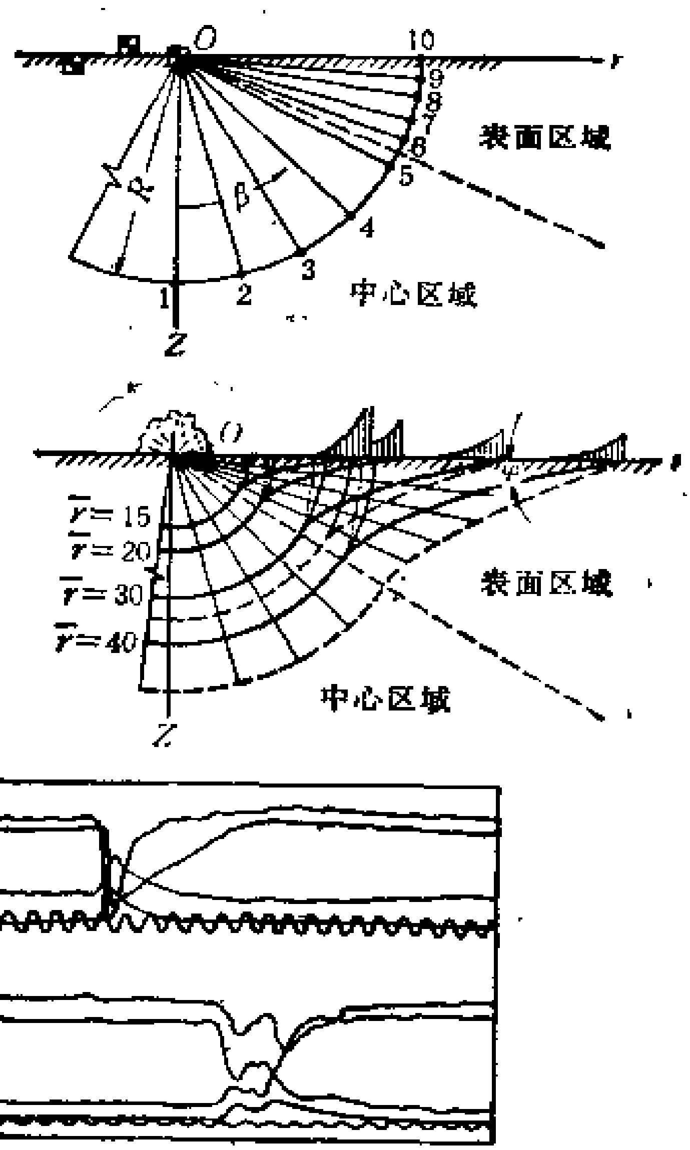


图 6-21 接触爆炸试验

(a) 试验的布置图 (b) 土中直接压力波、感应压力波和空气压力波的顺序位置 (c) 传感器记录的曲线

1,2,…是传感器位置

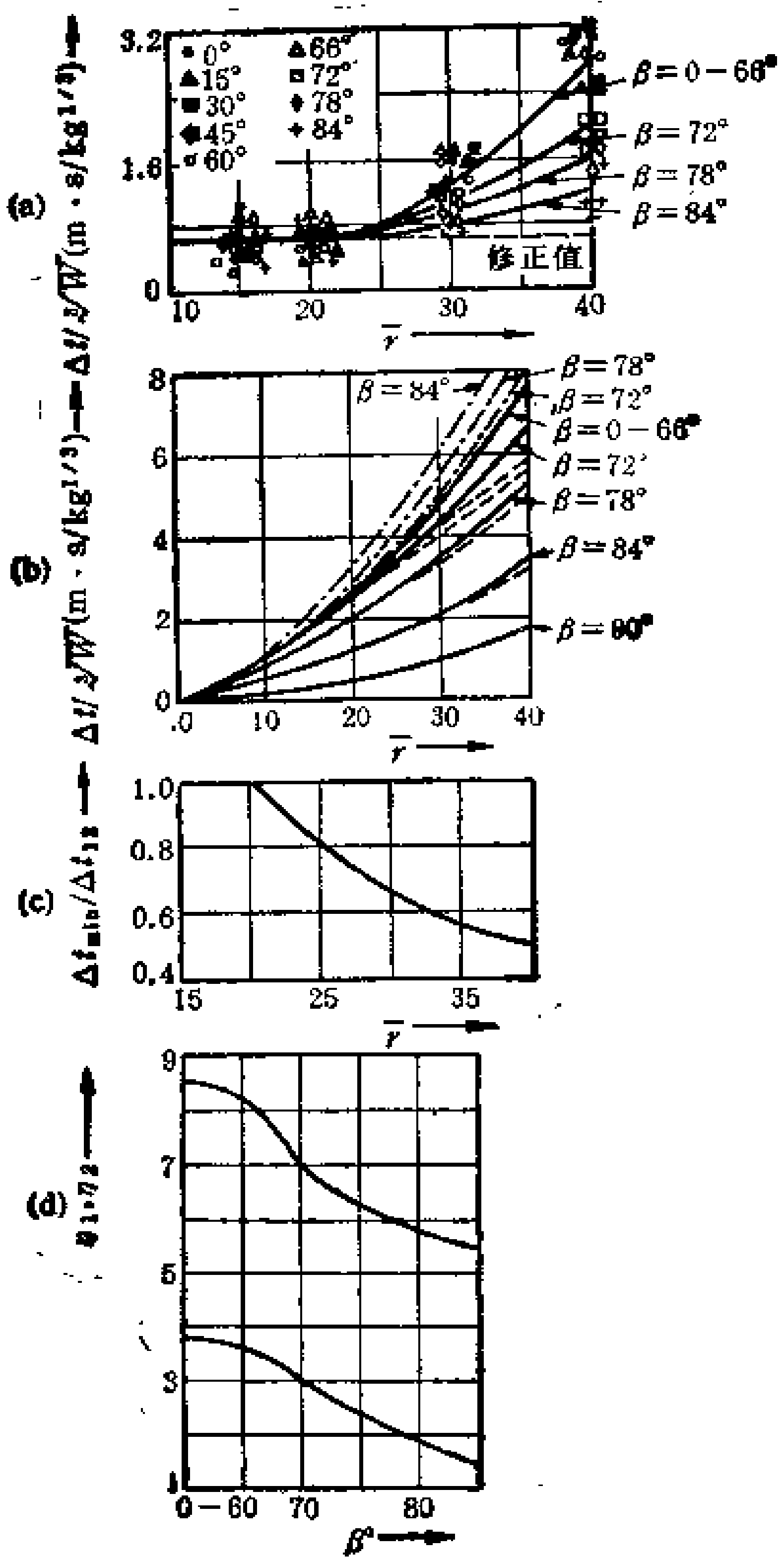


图 6-22 几个参数与 $\bar{r}$ 的关系

(a) 升压时间与 $\bar{r}$ 的关系 (b) 几个波到达时间与 $\bar{r}$ 的关系，(c) $\Delta t_{min}/\Delta t_{12}$ 与 $\bar{r}$ 的关系 (d) 系数 n_1，n_2 和角 β 的关系

子午面内的主应力

$$\sigma_1 = \sigma_z \cos^2\varphi + 6_R \sin^2\varphi + \tau_{Rz} \sin 2\varphi$$

$$\sigma_2 = \sigma_z \sin^2\varphi + \sigma_R \cos^2\varphi - \tau_{Rz} \sin 2\varphi$$

$$\varphi = 0.5\mathrm{arctg} \frac{2\sigma_n - 2(\sigma_R \cos^2\alpha + \sigma_z \sin^2\alpha)}{(\sigma_z - \sigma_R)\sin 2\alpha} \quad (6\text{-}41)$$

式中：τ_{Rz} 是剪应力；

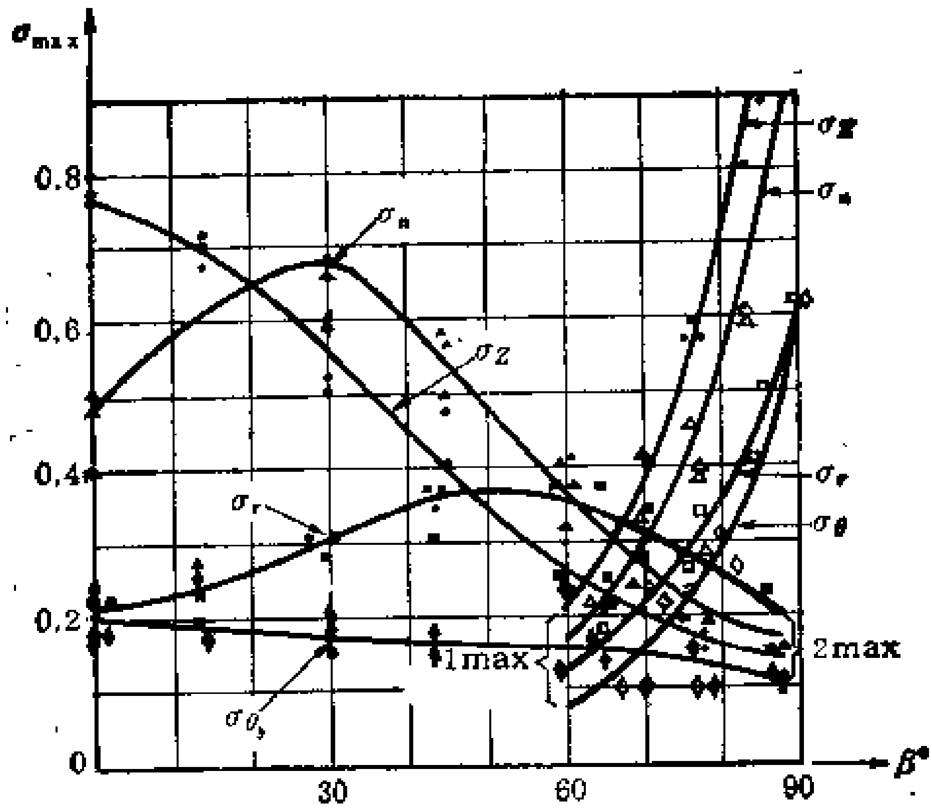
σ_1 和 σ_2 是中间平面(子午面)上的主应力；

φ 是 Z-轴和主应力之间的夹角。

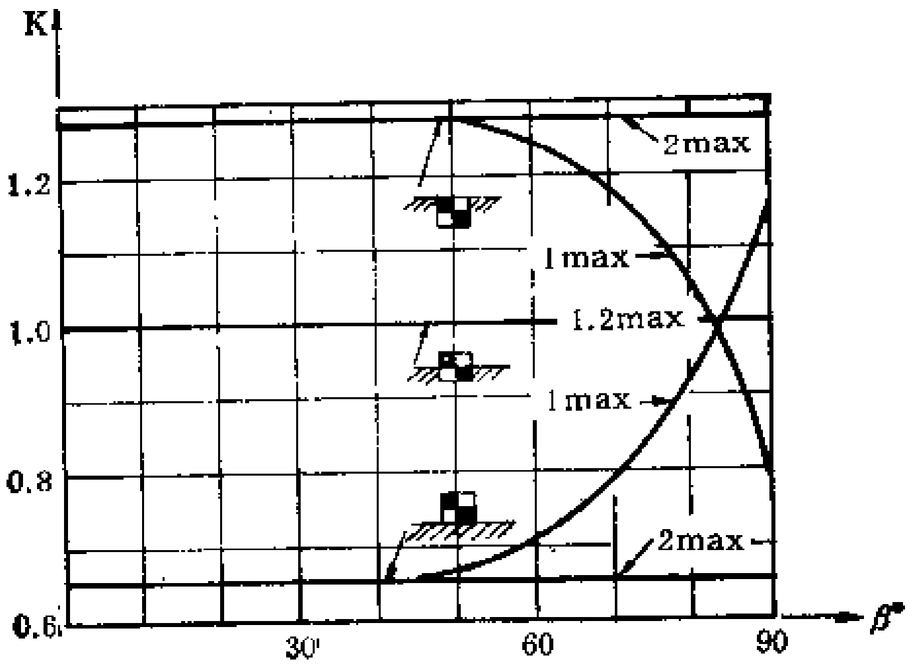
由测定的结果表明，在 Z 轴附近较大的范围内 ($0° \leqslant \beta \leqslant$ 60°—66°)爆炸波有一个最大值，而在 60°—66° $\leqslant \beta \leqslant$ 90°的范围内，爆炸波有两个最大值。第一个最大值相应于空气冲击波在土中的感应波(也叫次生波)，而第二个最大值相应于从装药直接在土中传播的应力波(也叫初始波)。空气冲击波、感应波和土中压力波阵面的顺序位置表示在图 6-21(b)中。图 6-21(c)表示了关于 $\bar{r}=20$，$\beta=0°$(传感器 48-1) 在 1 点记录下来的时间—应力关系曲线的图形 ($\bar{r}=R/r_0$，r_0 是立方装药相同重量的球形装药的半径)，传感器 (34-6) 测出了在 $\bar{r}=20$，$\beta=72°$ 处的参数。

图 6-22 (a)表示了在图 6-21 (a)的中心区域 ($0° \leqslant \beta \leqslant$ 60—66°，波只有一个最大值)波的最大值的上升时间和 $\bar{r}$，β 之间的关系，以及在表面区域 (波有二个最大值)感应波最大值的上升时间和 $\bar{r}$，β 的关系。在任何情况下，应将图形取得的值再减去由虚线(在测量中的修正值)给出的常数值。这个图形可以应用于各种尺寸和装药的爆炸(包括核装药)。

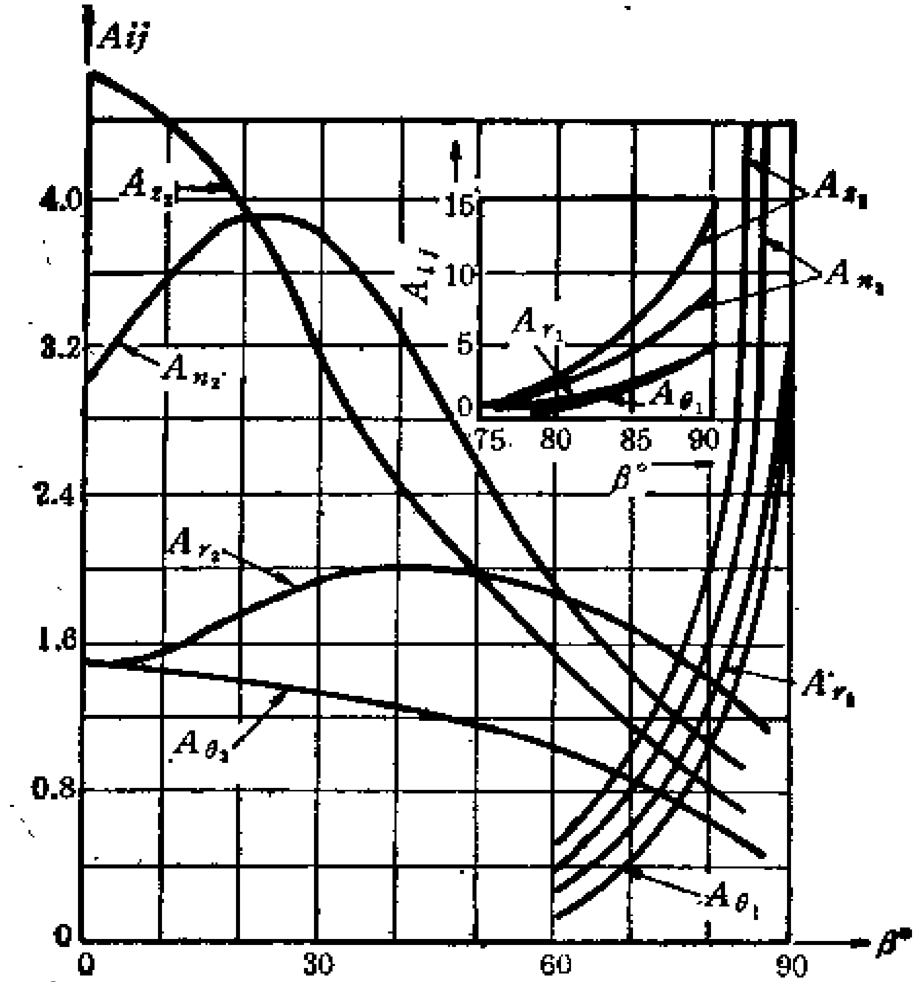
图 6-22(b)是一个时距曲线，即在所考虑的点上，第一最大值(实线)和第二最大值(虚线)的波阵面到达的时间为 $\bar{r}$ 和 β 的函数，这些曲线的切线斜率决定了有关参量的传播速度。



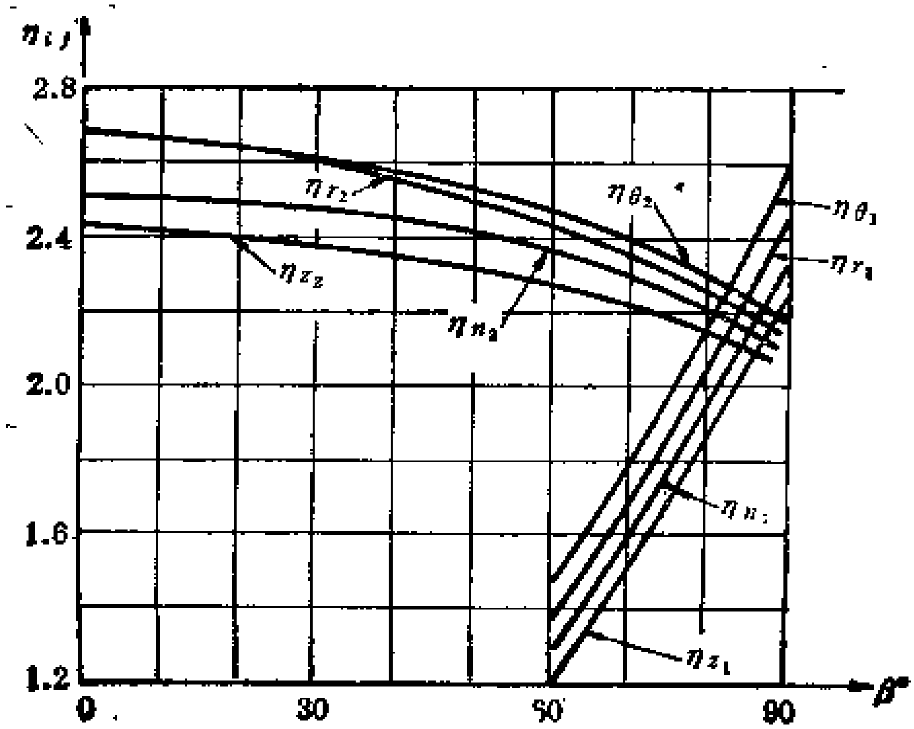
(a) 在 $r=40$ 时，最大应力与角 β 的关系



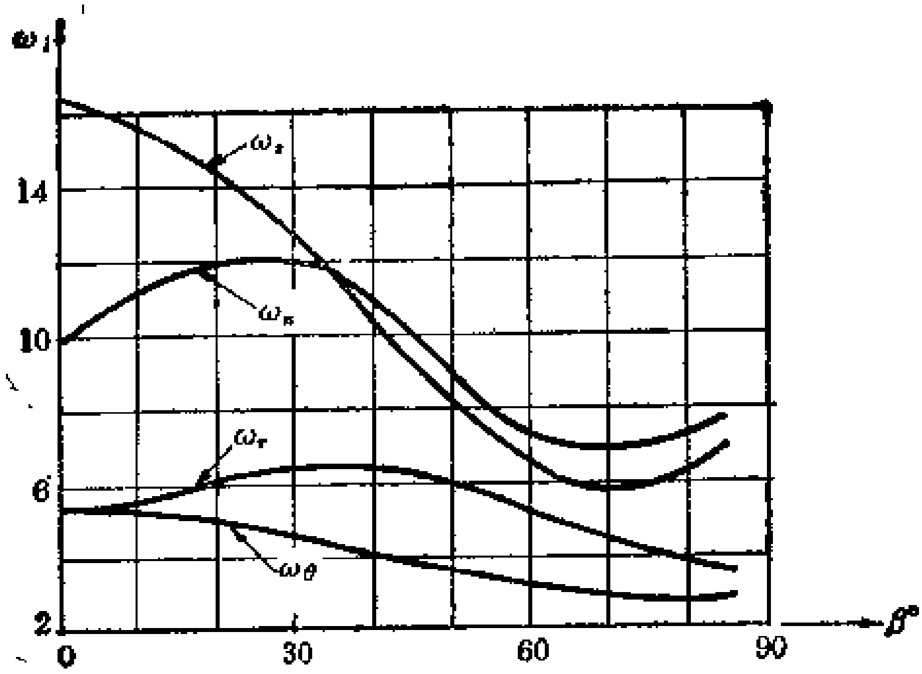
(b) 系数 k 与装药位置的关系



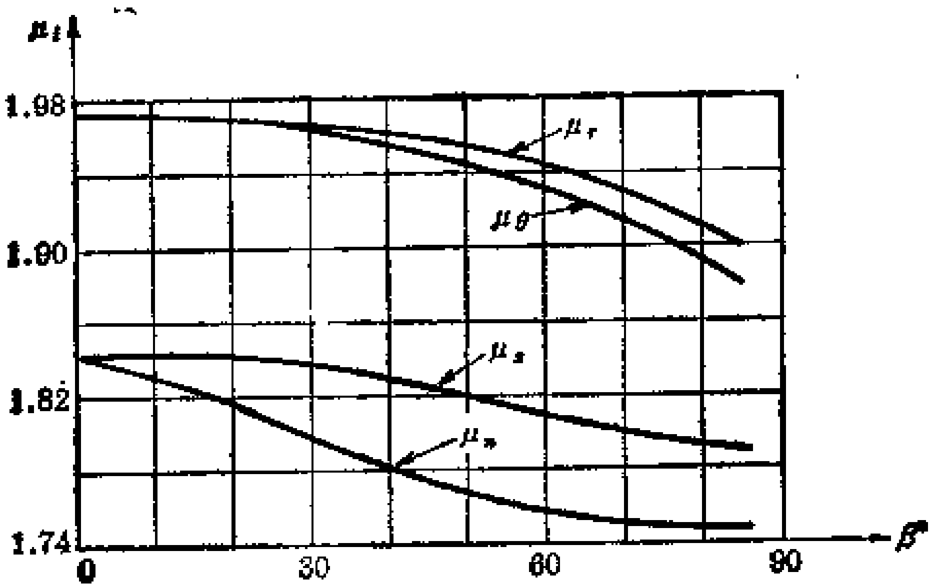
(c) 系数 A_{ij} 与角 β 的关系



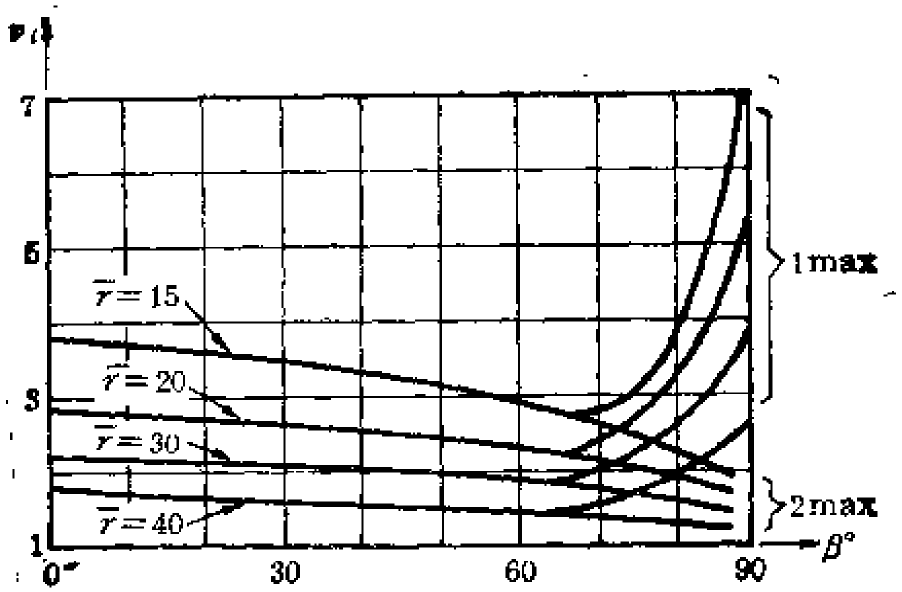
(d) 系数 η_{ij} 与角 β 的关系



(e) 系数 ω_i 与β的关系



(f) 指数 μ_i 与β的关系



(g) 指数 ν_1 与 β 的关系

图 6-23 爆炸波参数的相互关系

第一和第二最大值之间的时间间距 Δt_{12} 和压力波中超压上升时间 Δt 也可以由这个图形来决定。

图 6-22(c)表示了第一最大值和最小值到达之间的时间 Δt_{min} 与 $\bar{r}$ 的关系曲线。只要两个最大值具有冲击波的形式，则 $\Delta t_{min}=\Delta t_{12}$。如果时间 Δt_{min} 和 Δt_{12} 是已知的，则第二最大值超压上升时间是 $\Delta t_2=\Delta t_{12}-\Delta t_{min}$。

爆炸波总的作用时间 t_+ 是由下面表达式给出

$$t_+=(\eta_1\bar{R}+\eta_2)\sqrt[3]{W} \qquad (6\text{-}42)$$

式中系数 η_1 和 η_2 可利用图 6-22(d) 来决定。

当 $\bar{r}=40$ 时，爆炸波应力的第一最大值和第二最大值之间的相互关系在图 6-23(a) 中指出。第二最大值的应力随着 β 的增加有很大的衰减，而第一最大值的应力却是增加的。应力值受到装药对于自由面位置的影响，于是有

$$\sigma_{ij\max}=kA_{ij}\left(\frac{1}{R}\right)^{n_{ij}} \quad (i=\theta,Z,\eta,R;\ j=1,2) \quad (6\text{-}43)$$

系数 k,A_{ij},n_{ij} 是由图 6-23(b),(c),(d)中的曲线决定，下标

$j=1,2$ 分别指第一和第二最大值。

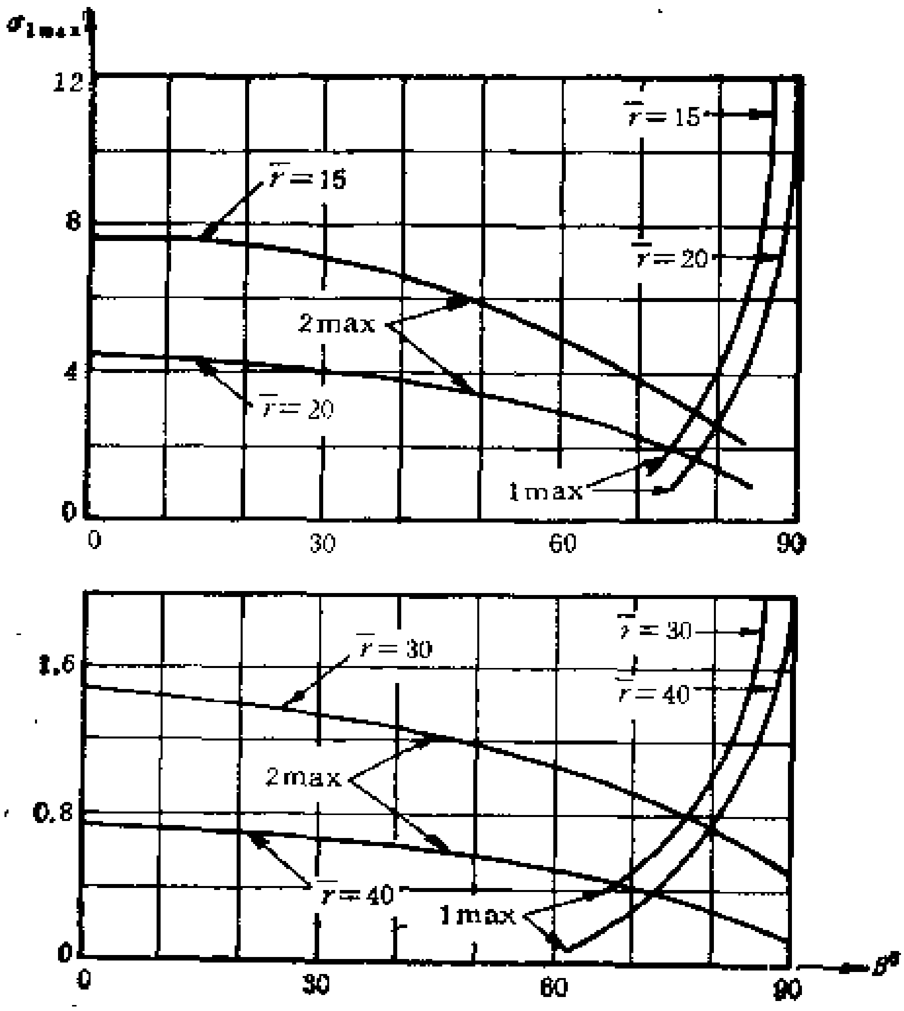
中心区域(只有一个最大值)或表面区域(有二个最大值)压力波的比冲量是由下式给出：

$$i_i = k\omega_i \cdot \sqrt[3]{W}\left(\frac{1}{R}\right)^{\mu_i} \tag{6-44}$$

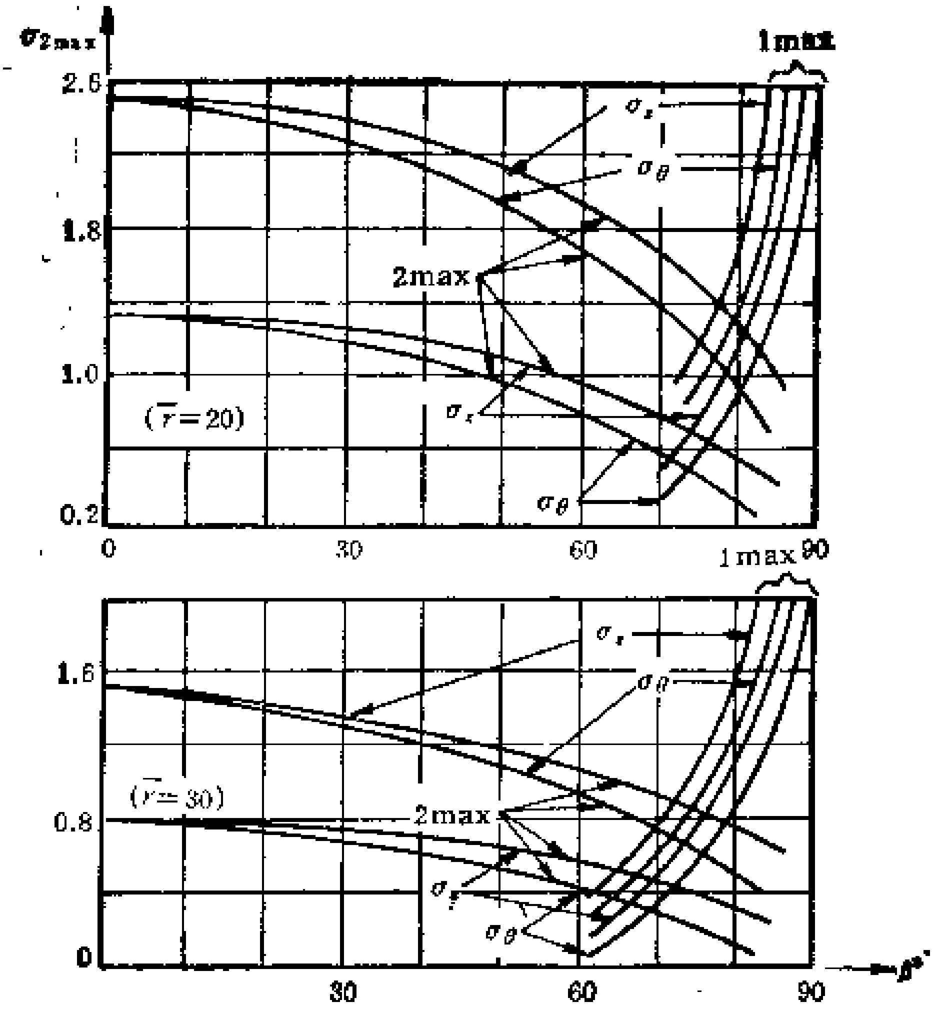
式中系数 ω_i 和 μ_i 由图 6-23(e)、(f)中的曲线决定。

初始波和感应波中的应力和时间关系，可以由下式表示

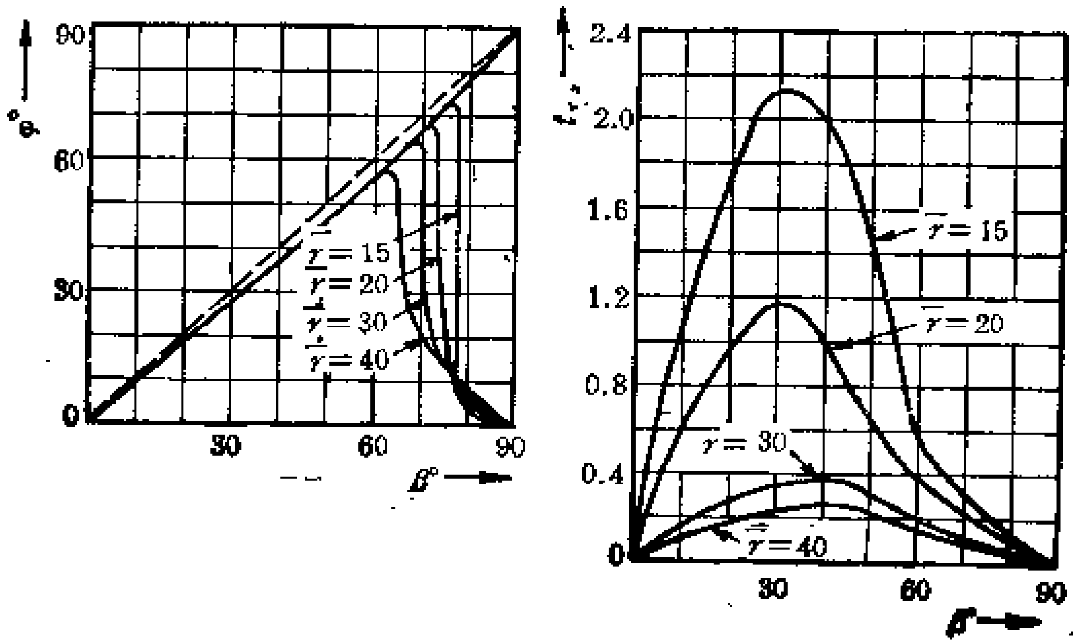
$$\sigma_{ij}(t) = \sigma_{ij\max}\left(1-\frac{t}{t_+}\right)^{\nu_i} \quad (i=\theta, \eta, Z, R, j=1, 2) \tag{6-45}$$



(a) 最大主应力 $\sigma_{1\max}$



(b) 最大主应力 σ_{1max} 和应力 σ_θ



(c) 主应力方向角 φ^0　　　　(d) 最大剪应力

图 6-24　角 β 与各种应力的关系

式中衰减系数 ν_i 由图 6-23(g) 中的曲线决定。

方程(6-45)决定了上述半空间一定范围内的初始波和感应波的应力，是一个有阶跃阵面的冲击波.在半空间剩下的部分中，方程(6-45)对于最大值后面两个波的部分是适用的。

由上所述，可以算出最大主应力 σ_{1max}，σ_{2max} 和最大剪应力 $\tau_{i,\beta max}$，其结果是图 6-24(a)，(b)，(c)中的曲线.在 $0°\leqslant\beta\leqslant 30°$的范围内，主应力并不取决于 β，在这区域内应力场是对称的，应力 σ_{1max} 和 $\sigma_{\theta,max}$ 的值仅只有很小的差别。

如果装药中心布置在水平地表面上，65%和35%的爆炸能量是分别传递到空气和地面上.如果装药下部位于地表面，相应的数据为78%和22%，而如果它是埋入的，且它们的上端面在地面水平面上，则相应的爆炸能量分配为53%和47%。

§6-4 岩土中爆炸的作用

在岩土中爆炸时，最直接的作用是爆炸之后立即形成爆炸腔或爆炸坑，而它们形成的机理又直接关系到第八章中将要讨论的爆破工程，所以下面予以介绍。

一、爆 炸 腔

在一个封闭爆炸中，爆炸后高温高压的爆炸气体，使得岩土中在瞬间形成一个空腔，称为爆炸腔。随后，爆炸气体在空腔中向外膨胀，气体就侵入岩土的孔隙，同时排出水而在空腔周围形成一个干燥的区域。此后，爆炸气体继续侵入空隙和岩土的开裂处，爆炸腔的壁开始部分的滑落，使爆炸腔改变形状。一般来说，在含水土中，爆炸腔在几天之内变形，在非饱

和粘土中爆炸腔在几个星期乃至几年之内仍保持稳定。在非饱和砂质土壤中，腔体在爆炸之后立即变形。

爆炸腔的形状取决于装药的形状，而爆炸腔的尺寸取决于土壤的性质和炸药的种类。在岩土的性质中，首先取决于它的抗压强度、密度、颗粒组成的空隙容量等等。下面我们在标准 TNT 炸药的实验基础上，介绍爆炸腔尺寸的几种经验的和理论的计算公式

1. 半经验公式

在爆炸理论发展的早期已经得出了一些经验公式，均是由爆炸相似理论推导而得出的公式，而其中的比例常数是由实验决定：

对于球形装药有

$$R_{vd}=k_{vd}r_0,\quad 或\quad R_{vd}=k_{vd}^{*}\sqrt[3]{W} \qquad (6\text{-}46)$$

式中：R_{vd} 是爆炸腔半径；

r_0 是装药半径；

W是装药的重量。

比例常数 k_{vd} 和 k_{vd}^{*} 对于 TNT 装药由表(6-11)给出，而对于其他炸药可以按爆热换算成相应的 TNT 当量。

对于圆柱形装药：

除了在终端区域之外，基本上有一个呈圆柱形状的爆炸腔，其腔体尺寸是

$$R_{vd}=\bar{k}_{vd}r_0,\quad 或\quad R_{vd}=\bar{k}_{vd}^{*}\sqrt[3]{W} \qquad (6\text{-}47)$$

式中：$\bar{k}_{vd}$ 和 $\bar{k}_{vd}^{*}$ 的值：

对于粘土：$\bar{k}_{vd}=28.3$，$\bar{k}_{vd}^{*}=0.4$ 米$^{\frac{3}{2}}$ · 千克$^{-\frac{1}{2}}$

对于砂质土壤，$\bar{k}_{vd}=24.8$，$\bar{k}_{vd}^{*}=0.35$ 米$^{\frac{3}{2}}$ · 千克$^{-\frac{1}{2}}$

对于骨架密度：$\rho_s=1.57$ 克/厘米^3，湿容积为（30—

表 6-11　TNT 爆炸时，公式(6-46)中比例常数 k_{vd} 和 $k_{vd}^{*}=0.053k_{vd}$

岩　土　名　称	k_{vd} m/kg$^{\frac{1}{3}}$	k_{vd}^{*} m/kg$^{\frac{1}{3}}$
塑性粘土，冰碛粘土，含水砂，含水粘土	11.3—13.1	0.6—0.7
朱罗纪黑色粘土	8.6—9.9	0.45—0.52
冰碛粘土	7.0—9.5	0.37—0.5
黄褐色闪光粘土	7.0—7.6	0.37—0.4
暗红色闪光粘土	6.5—7.4	0.34—0.39
低强度开裂泥灰土，黄土	6.6—7.7	0.35—0.4
低强度开裂黄土	5.4—6.5	0.29—0.34
暗蓝色脆性粘土	5.4—6.2	0.29—0.33
重砂质粘土，砂质粘土	4.8—6.7	0.25—0.36
软白垩，外层白云石	3.8—4.7	0.20—0.25
中等强度泥灰土，泥灰土大理石，有裂缝的白云石	2.4—4.0	0.13—0.21
压实细颗粘石膏，粘土质页岩，强开裂花岗石，中等强度磷石硅，中等开裂的白云石	1.7—2.9	0.09—0.15
中等开裂花岗岩，压实铁石英岩，压实灰白石英岩，磷灰质霞石，压实白云石，有石棉块的斑纹岩，块石砂，大理石	1.5—2.5	0.078—0.13
角岩，大理石，花岗岩，层状石英岩，硬白云石，粗或细颗粒花岗岩、硬磷灰岩，硬大理石，粗颗粒大理石	1.1—2.0	0.058—0.11

33)% 的土壤，可以近似地

$$R_{vd}=27r_0$$

对于骨架密度为：$\rho_s=1.4—1.6$ 克/厘米^3，湿空积为(4—5)% 的土壤，可以近似地

$$R_{vd}=0.23\sqrt{W}$$

经验公式不方便的地方是不能区别和判断土壤中各个分量的效应，但是可以简单而粗略的估计爆炸腔的大小。

2. 准静定理论

考虑一个大致上呈现为液态的含水土壤，爆炸后爆炸气体不能侵入孔隙，于是在深度为 h 的岩土中的静压力应该是 $p_0=p_a+\gamma_0 h$，式中 γ_0 是土壤的容重，而 h 是爆炸的深度，p_a 是大气压力，当爆炸过程终了之后，对于半硬和硬岩土中爆炸气体的压力与静压力平衡，故 $p_0=p_a+\sigma_z+\gamma_0 h$，式中 σ_z 是当土壤中内力达到极限平衡时，爆炸腔中的压力。

而爆炸气体中平均压力的变化，由朗道（Londau)-斯达纽柯维奇（Stanyukowich）绝热曲线给出：

对于 $p_{vp}\geqslant p_k$

$$\frac{p_{vp}}{{}^*p_w}=\left(\frac{V_w^*}{V_{vp}}\right)^k$$

对于 $p_{vp}<p_k$：

$$\frac{p_{vp}}{p_k}=\left(\frac{V_k^*}{V_{vp}}\right)^{\bar{k}} \tag{6-48}$$

式中

$$k=3,\ \bar{k}=4/3,\ {}^*p_w=\frac{\rho_w D^2}{2(k+1)}$$

对于 TNT：$R_k=2800$ 千克/厘米^2，${}^*p_w=10^5$ 千克/厘米^2，$\rho_w=1.6$ 克/厘米^3，$D=7000$ 米/秒。

（1）对于一个球形装药

按照上述理论，在球形装药时，因为

$$\frac{p_{vp}}{{}^*p_w}=\left(\frac{V_w^*}{V_{vp}^*}\right)=\left(\frac{r_0}{R_{vp}}\right)^9$$

所以

$$p_{vp}=\left(\frac{\rho_w D^2}{8}\right)\left(\frac{r_0}{R_{vp}}\right)^9$$

当 $p_{vp}=p_k=2800$ 千克/厘米^{2}时，$R_k=\left(\frac{\rho_w D^2}{22.4\times10^3}\right)^{\frac{1}{9}}\times$

r_0，当腔体进一步扩大，即 $P_{vp} < P_k$ 时，应用方程（6-48）$P_{vp} = 2800\left(\frac{R_k}{R_{vp}}\right)^4$，达到 $p_{vp} = p_0$ 时，腔体已膨胀到最大值，即 $R_{vp} = R_{vd}$ 时，腔体停止扩展，利用上面的关系式，可得到

$$R_{vd} = 2.9\rho_w^{\frac{1}{9}} D^{\frac{2}{9}} \frac{r_0}{(p_a + \sigma_s + \gamma_0 h)^{\frac{1}{4}}} \tag{6-49}$$

（2）对于一个圆柱形装药

圆柱形装药爆炸时，形成一个圆柱形爆炸腔，因为

$$P_{vp} = P_w^*\left(\frac{r_0}{R_{vp}}\right)^6 = \left(\frac{\rho_w D^2}{8}\right)\left(\frac{r_0}{R_{vp}}\right)^6$$

在 $R_{vp} = R_k$ 时，使 $P_{vk} = P_k = 2800$ 千克/厘米^2，所以

$$R_k = \left(\frac{\rho_w D^2}{22.4 \times 10^3}\right)^{\frac{1}{6}} r_0$$

随着爆炸气体进一步膨胀，$P_{vp} = 2800\left(\frac{R_k}{R_{vp}}\right)^{\frac{8}{3}}$，所以当 $P_{vp} = P_0$ 时，膨胀过程结束，此时 $R_{vp} = R_{vd}$，于是得到

$$R_{vd} = 4.93\rho_w^{\frac{1}{8}} \cdot D^{\frac{1}{4}} \frac{r_0}{(P_a + \sigma_s + \gamma_0 h)^{\frac{3}{8}}} \tag{6-50}$$

（3）对于一个扁平装药

在偏平装药爆炸时

$$P_{vd} = \left(\frac{\rho_w D^2}{8}\right)\left(\frac{\bar{r}_0}{R_{vd}}\right)^3$$

式中 $\bar{r}_0$ 是扁平装药厚度的一半，R_{vd} 是爆炸中心至爆炸腔边上的距离，当 $P_{vd} = P_k$ 时，我们有

$$R_{vp} = R_k = \left(\frac{\rho_w D^2}{22.4 \times 10^3}\right)^{\frac{1}{3}} \bar{r}_0$$

爆炸腔进一步膨胀时 $P_{vp} = 2800\left(\frac{R_k}{R_{vp}}\right)^{3}$，而当 $P_{vp} = P_0$ 时，爆炸腔达到最大值，可得

$$R_{vd} = 24.4\rho_w^{\frac{1}{3}} D^{\frac{2}{3}} \frac{\bar{r}_0}{(P_a + \sigma_t + \gamma_0 h)^{\frac{1}{3}}} \tag{6-51}$$

3. 利用爆炸波参数计算爆炸腔

A. V. Mikhalyouk 提出了一个爆炸腔的计算方法，这个方法是把土壤看作为弹-粘-塑性介质。对于粘性土壤实验表明其动力变形图形呈现为一个非线性压实。图形处于两个极限图形之间，即极限静力图形 $\left(\dot{P} = \frac{dP}{dt} \to 0\right)$ 和极限动力图形 $(\dot{P} = \dot{P}_{mez})$，其中 $\dot{P}_{mez}$ 对于每种土壤是一个有限值。所有的图形somehow可以用下面的一般关系式来表示：

对于 $P \geqslant P_s$

$$\Theta = \Theta_s + \frac{P - P_s}{f_1(\dot{P}) + f_2(\dot{P}) \times (P - P_s)} \tag{6-52}$$

式中 $\Theta = \Delta V^*/V^*$ 是体积变形，P_s 是当土壤进入塑性阶段时土壤中的平均压力，Θ_s 是在压力为 P_s 时的体积变形，而 $f_1(\dot{P})$，$f_2(\dot{P})$ 是由载荷速度决定的函数。

对于 $0 \leqslant \dot{P} \leqslant \dot{P}_{mez}$

$$f_1(\dot{P}) = \alpha + \beta\dot{P}, \quad f_2(\dot{P}) = \gamma - \delta\dot{P}$$

对于 $\dot{P} \geqslant \dot{P}_{mez}$

$$f_1(\dot{P}) = f_1 = 常数, \quad f_2(\dot{P}) = f_2 = 常数$$

式中 α，β，γ，δ 是经验常数。

一般来说，体积变形应该是

$$\Theta = P/E_0 \tag{6-53}$$

式中 E_0 是体积模量。

在爆炸点周围土壤中最大应力的变化，可以根据一般公式来表示

$$\sigma = M_i R^{-\mu_i}$$

式中 M_i 和 μ_i 是经验系数，所以

对于圆柱形装药的爆炸(圆柱坐标为 R，φ，z)

$$\sigma_R = M_1 R^{-\mu_1}, \quad \sigma_\varphi = M_2 R^{-\mu_2}, \quad \sigma_z = \frac{M_1 R^{-\mu_1} + M_2 R^{-\mu_2}}{2}$$

$$P(R) = \frac{M_1 R^{-\mu_1} + M_2 R^{-\mu_2}}{2} \tag{6-54}$$

对于球形装药的爆炸(球形坐标为 R，φ，ϕ)

$$\sigma_R = M_3 R^{-\mu_3}, \quad \sigma_\varphi = \sigma_\phi = M_4 R^{-\mu_4}$$

$$P(R) = \frac{M_3 R^{-\mu_3} + 2M_4 R^{-\mu_4}}{3} \tag{6-55}$$

对于爆炸波压力上升到它最大值所需的时间可由下式表示

$$\Delta t = a_i + b_i R$$

式中 a_i 和 b_i 是取决于土壤性质和爆炸对称性的经验常数。于是载荷增长的平均速度由下面关系式给出。

对于圆柱形装药爆炸

$$\dot{P}(R) = \frac{M_1 R^{-\mu_1} + M_2 R^{-\mu_2}}{2(a_1 + b_1 R)}$$

对于球形装药的爆炸

$$\dot{P}(R) = \frac{M_3 R^{-\mu_1} + M_2 R^{-\mu_4}}{3(a_2 + b_2 R)} \tag{6-56}$$

从上面关系式可以得出在爆炸周围的区域中永久体积变形参数 Θ_{pl} 的分布规律：

对于圆柱形装药爆炸，当 $r_0 \leqslant R \leqslant R^*$ 时

$$\Theta_{p1}(R)=\Theta_s+\frac{M_1R^{-\mu_1}+M_2R^{-\mu_2}-2P_s}{2f_1+f_2(M_1R^{-\mu_1}+M_2R^{-\mu_2}-2P_s)}-\frac{M_1R^{-\mu_1}+M_2R^{-\mu_2}}{2E_0}$$

当 $R^*\leqslant R\leqslant R_{p1}$ 时

$$\Theta_{p1}(R)=\Theta_s+\frac{2(a_1+b_1R)(M_1R^{-\mu_1}+M_2R^{-\mu_2}-2P_s)}{4\alpha(a_1+b_1R)+2\beta(M_1R^{-\mu_1}+M_2R^{-\mu_2})+[A](B)}-\frac{M_1R^{-\mu_1}+M_2R^{-\mu_2}}{2E_0}$$

其中

$$[A](B)=[2\gamma(a_1+b_1R)-\delta(M_1R^{-\mu_1}+M_2R^{-\mu_2})](M_1R^{-\mu_1}+M_2R^{-\mu_2}+2P_s) \tag{6-57}$$

对于球形装药的爆炸，当 $r_0\leqslant R\leqslant R^*$ 时

$$\Theta_{p1}(R)=\Theta_s+\frac{M_3R^{-\mu_3}+2M_4R^{-\mu_4}-3P_s}{3f_1+f_2(M_3R^{-\mu_3}+2M_4R^{-\mu_4}-3P_s)}-\frac{M_3R^{-\mu_3}+2M_4R^{-\mu_4}}{3E_0}$$

当 $R^*\leqslant R\leqslant R_{p1}$ 时

$$\Theta_{p1}(R)=\Theta_s+\frac{3(a_2+b_2R)(M_3R^{-\mu_3}+2M_4R^{-\mu_4}-3P_s)}{9\alpha(a_2+b_2R)+3\beta(M_3R^{-\mu_3}+2M_4R^{-\mu_4})+[C](D)}-\frac{M_3R^{-\mu_3}+2M_4R^{-\mu_4}}{3E_0}$$

其中

$$[C](D)=[3\gamma(a_1+b_2R)-\delta(M_3R^{-\mu_3}+2M_4R^{-\mu_4})]\times(M_3R^{-\mu_3}+2M_4R^{-\mu_4}-3P_s) \tag{6-58}$$

式中 R^* 是至 $\dot{P}=\dot{P}_{mez}$ 处的距离，R_{p1} 是塑性区域外边界的距离。而参量 P_t 和 Θ_t 相对地是较小的，可以忽略不计。

由(6-57)和(6-58)式算出的变量 $\Theta_{p1}(R)$ 几乎是与实验得到的结果是一致的。

而爆炸腔的永久变形区域的外半径是从 $\Theta_{p1}(R_{p1})=0$ 的条件算出，所以从方程(6-57)和(6-58)可以得出下面的关系式：

对于圆柱形装药的爆炸

$$(a_1+b_1R_{p1})(M_1R_{p1}^{-\mu_1}+M_2R_{p1}^{-\mu_2}-2P_t)=0$$

对于球形装药的爆炸

$$(a_2+b_2R_{p1})\ (M_3R_{p1}^{-\mu_3}+2M_4R_{p1}^{-\mu_4}-3P_t)=0$$

方程(6-57)和(6-58)中爆炸腔的尺寸是由塑性区域总的土壤变形所决定，所以对于圆柱形装药每单位体积的爆炸腔有

$$dV^*=Rd\varphi dR \qquad \text{(土壤的体积单元)}$$

$$dV_{vd}=\Theta_{p1}(R)dV^*=\Theta_{p1}(R)\cdot RdRd\varphi$$

(爆炸腔的体积单元)

所以爆炸腔的体积为

$$V_{vd}^*=\int_0^{V_{vd}^*}dV_{vd}^*=\int_0^{2\pi}\int_{r_0}^{R_{p1}}\Theta_{p1}(R)RdRd\varphi=\pi R_{vd}^2$$

$$R_{vd}=\sqrt{\left[2\int_{r_0}^{R_{p1}}\Theta_{p1}(R)\cdot RdR\right]} \qquad (6-59)$$

对于球形装药的爆炸腔有：

$$dV^*=R^2\sin\varphi d\varphi d\phi dR$$

$$dV_{vd}^*=\Theta_{p1}(R)R^2\sin\varphi d\varphi d\phi dR=\frac{4}{3}\pi R_{vd}^3$$

$$R_{vd}=\sqrt[3]{\left[3\int_{r_0}^{R_{p1}}\Theta_{p1}(R)R^2\cdot dR\right]} \qquad (6-60)$$

用方程(6-59)和(6-60)来计算爆炸腔的尺寸，从精度上来讲是提高了一步，但是在确定塑性区范围和计算上还是相当麻烦的。

二、爆 炸 坑

1. 爆炸坑的形成

如果在接近地表面的爆炸时，将发生如第二节中所描述的现象，其过程将有下面几个阶段。

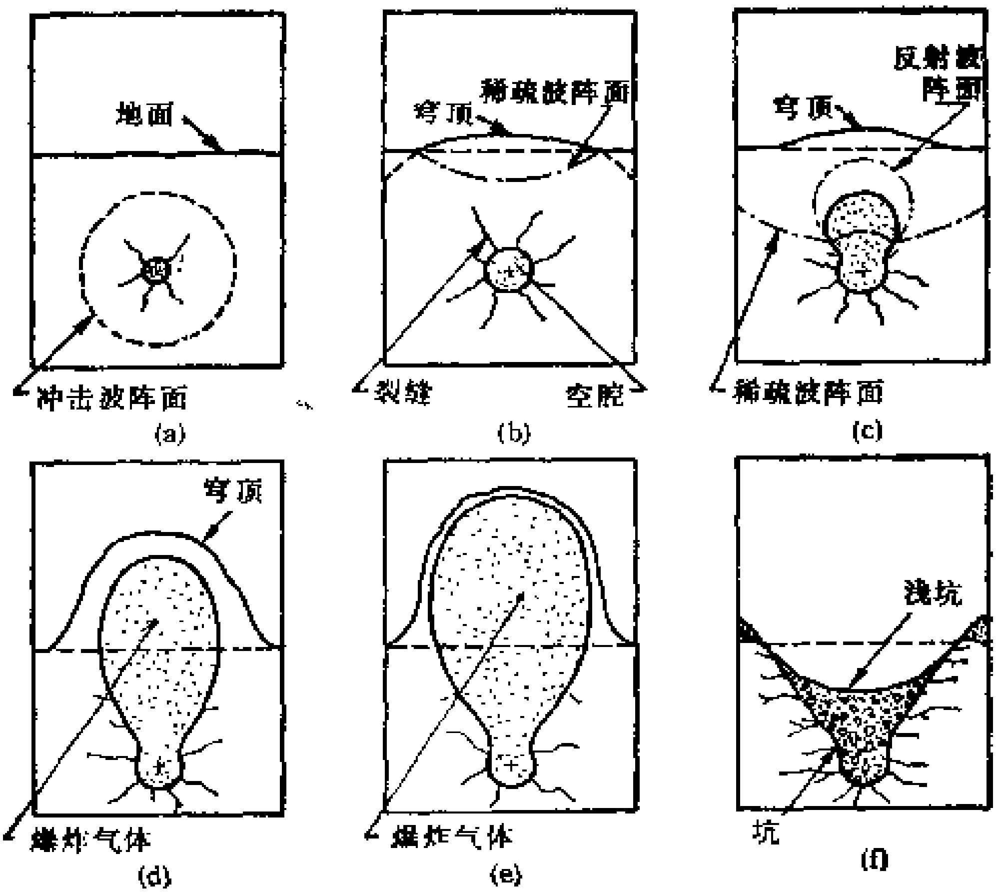


图 6-25 爆炸坑形成的各阶段

(1) 爆炸腔开始膨胀的过程。壁上有一个球形冲击波从装药处向着爆炸腔壁上传播(图 6-25(a))。

(2) 一方面一个球形冲击波从装药处向着腔壁传播，而另一方面一个反射稀疏波从一个假想的中心 O' 从自由表面向内传播(图 6-25(b))。

(3) 冲击波和稀疏波迭加成为反射波，使得腔体的球形形状开始变形——腔体朝上膨胀，腔体中的爆炸产物仍然起着作用(图 6-25(c))。

(4) 波开始从腔表面反射，又从自由表面反射为朝着腔体进一步传播的稀疏波，并又反射为朝着自由表面传播回来的压力波等等。反射波的强度是急剧地衰减，但使装药上面的土壤朝上喷出，由于膨胀气体的作用，使得喷出物连续地朝上和朝两边喷出。另一方面腔体继续朝上膨胀，直到腔体达到最大值(图 6-25(d)、(e))。

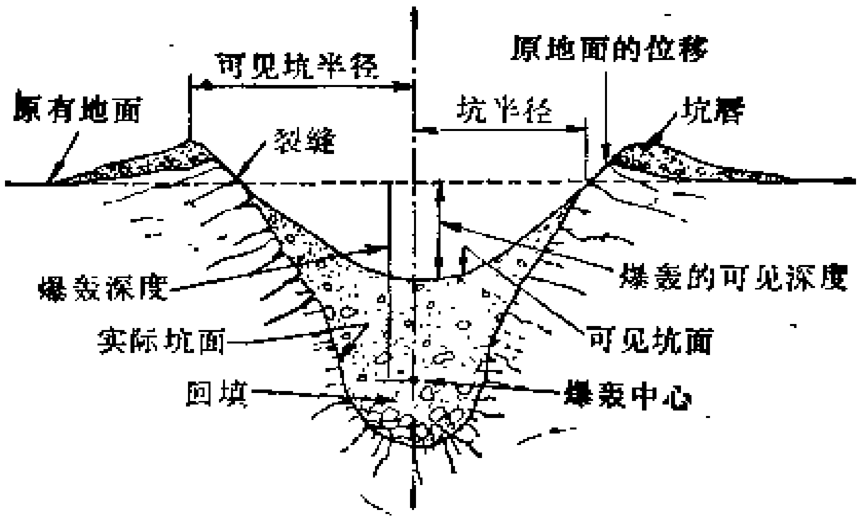
(5) 喷出物达到最大高度以后，抛出的土壤落下来而形成一个明显的坑表面。

必须指出的是：在第二阶段中，稀疏波的拉伸应力使岩土形成一层或多层透镜状碎片剥落，这些碎片被爆炸气体中的剩余能量加速，并使它们互相碰撞，由于碰撞的结果，这些碎片进一步被粉碎。而对于硬岩石，径向裂缝在第一阶段早已产生，随后是爆炸气体侵入裂缝。

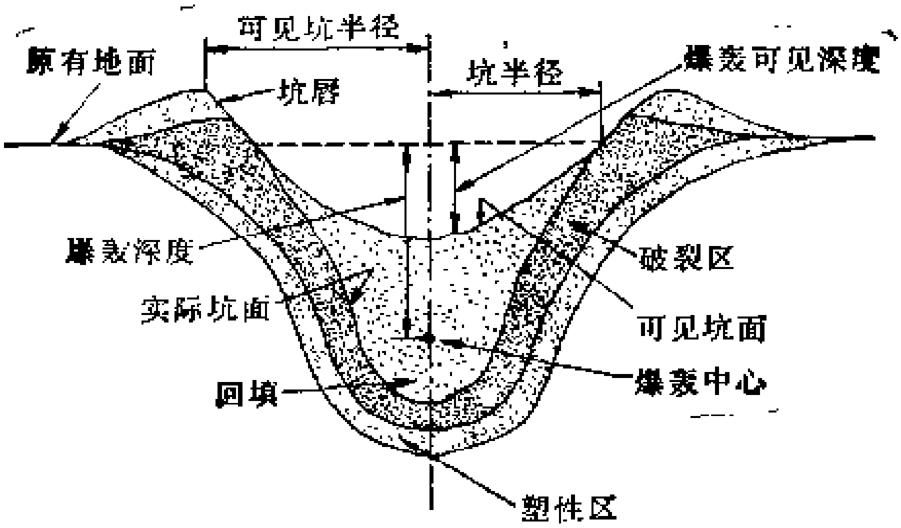
由于上述过程，最后形成爆炸坑，对于硬岩石和粘性土壤中爆炸坑的最后形状如图 6-26 所示，坑附近的岩石中充满了裂缝，在下部是近似地水平和平行于表面的裂缝体系。

2. 经验和半经验公式

对于爆炸坑的计算，好多年前，在爆破工程中为了得到所需要的喷出物的体积，而对装药的计算得出了许多经验的和半经验公式，虽然这些公式并不十分正确，但是因为它们比较简单，使用方便，而且也有一定的精度，所以直到现在，有些公



(a) 硬岩石中的爆炸坑



(b) 土壤中的爆炸坑

图 6-26 硬岩石和土壤中的爆炸坑

式仍被广泛的使用,对装药药量W的计算介绍如下

$$w = k_3{}^* W^3 \quad \text{(S. Voban)} \qquad (6\text{-}61a)$$

$$w = k_2{}^* W^3 + k_3^* W^4 \quad \text{(B. F. Belinder, A. F. Sukhanov, M. P. Brodskyi)} \qquad (6\text{-}61b)$$

$$w = k_2{}^* W^2 + k_3{}^* W^3 + k_4{}^* W^4 \quad \text{(U. Langefors, B.}$$

Kinlströn) (6-61c)

$$w = k_3{}^*W^3 + k_4{}^*W^4 \quad \text{(G. I. Pokrovskyi)} \quad (6\text{-}61d)$$

$$w = k_3(0.4 + 0.6n^3){}^*W^3 \quad \text{(M. M. Boreskov)} \quad (6\text{-}61e)$$

$$w = k_3(0.4 + 0.6n^3){}^*W^3\sqrt{\frac{{}^*W}{20}} \quad \text{(G. I. Pokrovskyi)} \quad (6\text{-}61f)$$

$$w = k_3(0.4 + 0.6n^3){}^*W^3\sqrt{{}^*W} \quad \text{(G. I. Pokrovskyi)} \quad (6\text{-}61g)$$

$$w = k_3{}^*W^3[(1 + n^3)/2]^{9/4} \quad \text{(O. E. Vlasov)} \quad (6\text{-}61h)$$

$$w = k_3^*W^3[2(4 + 3n^2)^2/(97 + n)] \quad \text{(T. M. Salamakhin)} \quad (6\text{-}61i)$$

式中：n 为坑形系数（或叫爆炸作用指数），$n = R/\overline{W}^*$，R 是爆炸坑的半径，k_2，k_3，k_4 是经验系数，W 是装药重量，$^*\overline{W}$ 是最小抵抗线（也即爆炸深度），为了防止混淆故在字母上打星号*。

上面提出的计算药量的这些经验公式，在使用前必须考虑下面的一些因素：

（1）在相同类型的土中和相等最小抵抗线$^*W$ 的一系列爆炸中，爆炸坑的半径 R 是随着装药重量 W 的增加而增加，因此装药必须是 n 的函数，$W = f(n)$。

（2）如果在一系列的爆炸中，最小抵抗线$^*W$ 变化了，而坑的形状要保持相同（n = 常数），于是随着$^*W$ 的增加，装药 W 也必须增加，即 $W = F(^*W)$，对于一个 $n = 1$ 的标准形状的坑，可以为 $W = F_s(^*W)$。

（3）从上面两点可知，对于有变量参数 $^*W$ 和 n 的爆炸，表达式 $W = f(n) \cdot F_s(^*W)$ 必须是在 $f(n) = 1$，$n = 1$ 的条件下才是适用的。

公式(6-61(a))如果不考虑重力和内聚力的影响,而只决定喷出物的动能,那末在 $1 \leqslant {}^*W \leqslant 15$ 米的范围内,公式(6-61a)还是与实际符合的。

公式(6-61(b))是在(6-61(a))的基础上,附加了对岩石内聚力的影响,而对于其它的土壤,总是把 $k_2{}^*W^2$ 项忽略的。对于 $0 \leqslant {}^*W \leqslant 15$ 米范围之内是成立的。

公式(6-61(c))是在前二个公式的基础上,进一步考虑了重力和摩擦力的影响,所以它可以使用于 $0 < {}^*W < \infty$ 的范围内。

公式(6-61(d))忽略了 $k_2{}^*W^2$ 的项,它仅对 ${}^*W < 2$ 米的岩石中是重要的。

公式(6-61(e))到(6-61 (i))是考虑到了坑的深度和形状的影响,公式(6-61(e)),(6-61(h)),(6-61(i))应用于 $1 \leqslant {}^*W \leqslant 15$ 米范围之内,公式(6-61(f))近似地考虑到了重力的影响,它对于较大深度的爆炸是有影响的,且在 $15 < {}^*W < 25$ 米的范围之内是成立的。

这些公式包含了下面的函数 $f(n)$

$$f(n) = 0.4 + 0.6n^3 \quad (0.7 \leqslant n \leqslant 2.5)$$

$$f(n) = [(1 + n^2)/2]^{9/4} \quad (0.7 \leqslant n < 2)$$

$$f(n) = 2(4 + 3n^2)^2/(97 + n) \quad (0.7 \leqslant n \leqslant 3.5) \quad (6\text{-}62)$$

在有函数 $f(n)$ 的公式中,只有当 n 是在公式(6-62)的范围内才是适用的。

G. I. 巴克洛夫斯基在理论上导出的,并由实验得到证实的公式 $f(n) = [(1 + n^2)/2]^2$,在 $0.7 \leqslant n \leqslant 20$ 的宽度极限之内是适用的,在此基础上导出了

$$w = w({}^*W, n) = f_1({}^*W) \cdot f(n) = (k_2{}^*W^2 + k_3{}^*W^3 + k_4{}^*W^4)[(1 + n^2)/2]^2$$

$$0 < {}^*W < \infty,\ 0.7 \leqslant n \leqslant 20 \qquad (6\text{-}63)$$

上式可以认为是较精确的公式，对于土壤 $k_2{}^*W^2$ 项可以略去，对于岩石，如果 ${}^*W \geqslant 2n$，$k_2{}^*W^2$ 项也可以忽略。

上面公式中的经验系数 k_2，k_3，k_4 的取法如下：

对于中等硬度的土壤，大致上可取为

$$k_4 = 0.026\ 千克/米^4,\ k_2 = 0.$$

对于花岗岩类型的岩石，大致上可取为

$$k_4 = 0.0022\ 千克/米^4,\ k_2 = 0.35\ 千克/米^4.$$

对于梯恩梯炸药，经验系数 k_3的值列出于表 (6-12) 中。

表 6-12　对于 $n = 1$，且是 TNT炸药时 k_3 和 ${}^*k_3$ 的值

土　壤　名　称	$K_3(kg/m^3)$	${}^*K_3(kg/m^3)$
砂	1.8—2.0	—
压实的或湿的砂	1.4—1.5	—
重砂质粘土	1.2—1.35	0.4—0.45
压实的粘土	1.2—1.5	0.4—0.5
黄土	1.1—1.5	0.35—0.45
白垩	0.9—1.1	0.3—0.35
石膏	1.2—1.5	0.4—0.5
层状石灰石	1.8—2.1	0.6—0.7
砂质泥灰岩	1.2—1.5	0.4—0.5
开裂凝灰岩，密实重浮石	1.5—1.8	0.5—0.6
由石灰石胶结成团状的角砾岩	1.35—1.65	0.45—0.55
粘土胶结的砂岩，粘土油页岩，石灰石，泥灰岩	1.35—1.65	0.45—0.55
大理石，石灰石，石灰石胶结的砂岩，菱镁土	1.5—1.95	0.5—0.65
石灰石，砂岩	1.5—2.4	0.5—0.8
花岗岩，花岗闪长岩	1.8—2.55	0.6—0.85
玄武岩，安山岩	2.1—2.7	0.7—0.9
石英岩	1.8—2.1	0.6—0.7
斑岩	2.4—2.55	0.8—0.85

在使用不同的炸药时，可以换算成等效的 TNT 当量.

如果在最小抵抗线 $^{*}W$ 范围之内，有不同性质的土壤层，其层厚分别为 H_1, H_2, $\cdots$, H_m, 而相应的经验系数为 $^{1}k_3$, $^{2}k_3$, $\cdots$, $^{m}k_3$, 则 k_3 的均方值可取

$$k_3=\frac{\sum_{i=1}^{m}H_i{}^{i}k_3}{\sum_{i=1}^{m}H_i} \tag{6-64}$$

3. 爆炸坑参数的理论计算

G. I. 巴克洛夫斯基和 A. A. 契尔尼岗夫斯基提出的爆炸坑的计算公式，根据实验表明他们的公式是适用的，建立这些公式的条件是：坑壁上土壤的抛出速度必须克服重力和坑壁的摩擦力而达到水平表面以上(图 6-25)，在重力的作用下必须是

$$v_{f1}\cos\varphi=\sqrt{2gH}$$

式中 H 是所考虑的土壤质点的深度，φ 是土壤质点的速度向量与坑的法线之间的夹角，如图 (6-27) 所示，g 是重力加速度。

由于摩擦力所做的功应与动能相等，可知

$$\frac{1}{2}mv_{f2}^2\cos^2\varphi=fmgH,$$

于是

$$v_{f2}\cos\varphi=\sqrt{2fgH}$$

式中 f 是摩擦系数，m 是质量. 合速度应是

$$v_f\cos\varphi=\sqrt{(v_{f1}^2\cos^2\varphi+v_{f2}^2\cos^2\varphi}=\sqrt{(2gH)(1+f)} \tag{6-65}$$

在上面的式子中没有考虑大气压力的影响，这种影响表

现为：一方面使摩擦力增加，另一方面是大气的动力和静力阻止了被抛出土壤的运动。对于这些影响，经验表明，只要将 H 在计算时增加 5 米，即可消除这些影响，所得的结果，在工

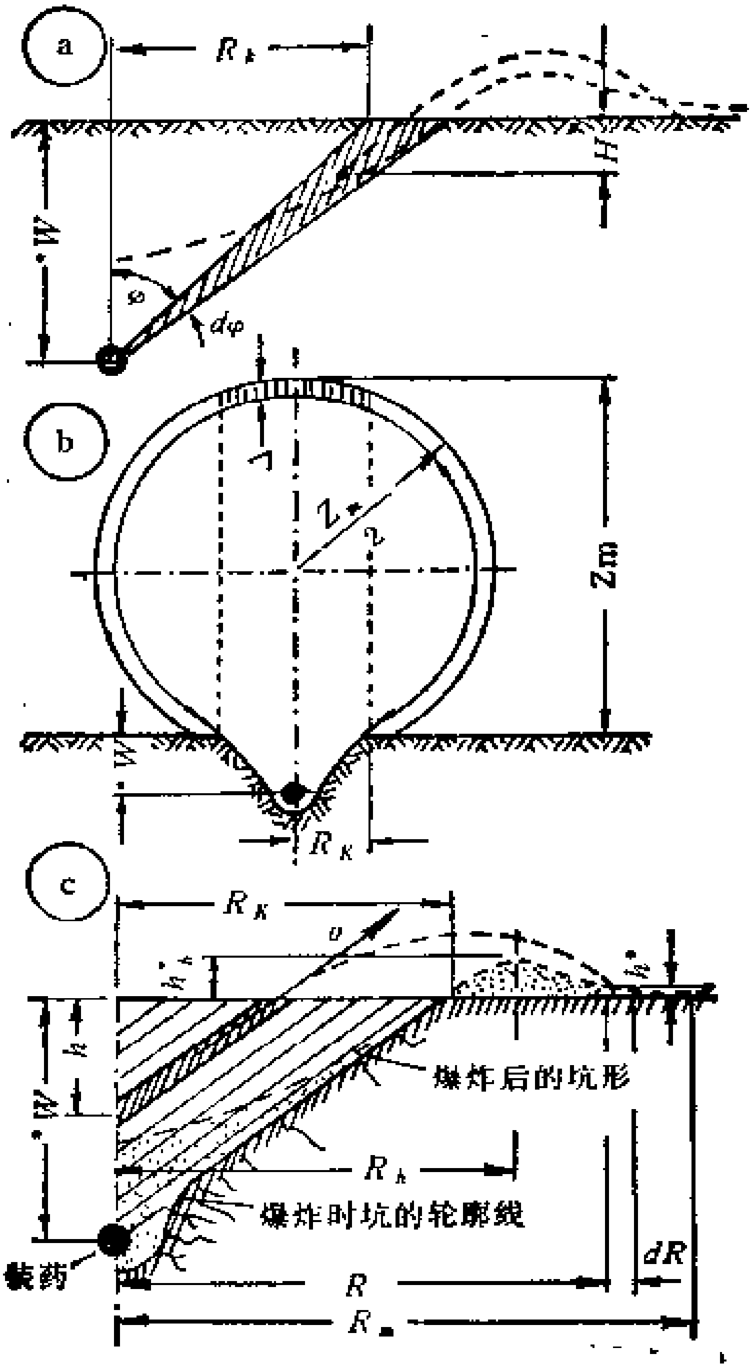


图 6-27 有关爆炸坑理论的示意图

程应用上已足够精确。于是，方程(6-65)可改写为

$$v_f \cos\varphi = \sqrt{2g(H+5)(1+f)} \tag{6-66}$$

由动量的变化可得 $v_f dm = dI - idF$，所以 $v_f = idF/dm$，其中 i 是比冲量，dF 是装药与坑圆锥的接触面积，dm 是单元圆锥的质量，而这些参量是

$$dm = \pi k_1^* \rho_0 \left(\frac{{}^*W^3}{\cos^3\varphi}\right) \sin\varphi d\varphi$$

$$dF = 2\pi r_0^2 \sin\varphi d\varphi$$

$$f = \frac{w\sqrt{2\xi Q_w}}{4\pi r_0^2} \tag{6-67}$$

式中 $k_1^* \approx \frac{3}{4}$，决定了单元质量重力中心的位置，$\rho_0$ 是土壤密度，Q_w 是装药的比能，$\xi < 1$ 是决定装药运动时质量速度分布的系数，对于 $\xi = 1$ 是速度均匀分布。

冲量已经由下面方程算出

$$\frac{1}{2} wv_w^2 = \xi Q_w w, \quad wv_w = 4\pi r_0^2 i \tag{6-68}$$

方程（6-68）的第一式表示了装药质量的动能等于它的位能，而第二式表示装药质量的动能变化等于它在此面积上的冲量。

从方程(6-67)可得

$$v_f = i\frac{dF}{dm} = a\sqrt{\frac{Q_w}{\rho_0}} \cdot \frac{w}{{}^*W^3} \cos^3\varphi$$

$$a = \frac{\sqrt{2\xi}}{2\pi k_1^*} \tag{6-69}$$

上式中没有考虑到深度和炸药能量分布对摩擦力的影响，如以 $Q_w' = Q_w \xi_1 \xi_2$ 来代替(6-68)中的 Q_w，即可把爆炸深度的影响考虑进去。

而

$$\xi_1 = \frac{1}{1 + B({}^*W + 5)}$$

$$\xi_2 = \frac{B({}^*W + 5)}{1 + B({}^*W + 5)} = 1 - \xi_1$$

$$B = \frac{\xi_3 \chi \rho_0 g k_{od}^*}{Q_w(k - 1)}.$$

于是

$$v_f = A/\rho_0 \cdot \frac{w}{{}^*W^3} \alpha \cos^3\varphi$$

$$A = 2.18a\sqrt{BQ_w}$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{({}^*W + 5)}}{2.18[1 + B({}^*W + 5)]}$$

三、土壤的固结

如果基础建在某些软弱的或承载力达不到设计要求的土壤上，可以用爆炸的方法来固结土壤，以提高地基的承载力，这种方法在土木工程中是提高地基承载力的有效方法。它在30年代首先应用于美国和苏联，土壤固结是用几个或集团装药的封闭爆炸、表面(接触)爆炸或水下爆炸来达到。根据土壤固结的机理，可分为非粘性和粘性土壤固结两类，下面分别谈谈这两类土壤在爆炸作用下的固结。

1. 非粘性土的固结

某些结构(如大坝，堤岸，码头等)的基础筑在非粘性土(如砂，砂质土，砂砾等)上时，而这些土壤的承载力又达不到结构设计载荷的要求，则可以用爆炸的方法来固结这些松散的土壤，以提高承载力。这种土壤一般是在含水饱和状态下

用封闭爆炸来固结，例如美国和苏联已用封闭爆炸的方法来固结大坝和其他结构基础下的砂质地基。1960年美国用保持一定高度上装药的水中爆炸来固结水中抛石，使得水底土层面下沉多达几十厘米，达到了理想的固结效果。

含水非粘性土的固结原理，是由强大的爆炸波压力使松散结构变形，土壤颗粒结构重新排列，进入密实状态而达到固结的目的。但至今基础土壤的固结方法还是在初始阶段，且由于土壤的不均匀性，在进行爆炸固结土壤时，须预先进行适当的试验。

(1) 封闭爆炸固结土壤

封闭爆炸是基础下含水非粘性土壤固结的很有效的方法，对于干燥的非粘性土在爆炸之前必须预先用水浸透，达到水饱和。封闭爆炸固结非粘性土壤时可用下面经验公式估算：

$$w = 0.055{*}W^3$$

$$h_{zh} = 1.4{*}W$$

$$r_{max} = k_{zh}\sqrt[3]{w}$$

式中：w 为装药的重量(千克)；

$*W$ 为爆炸的深度(米)；

h_{zh} 为固结层的深度(米)；

k_{zh} 为取决于土壤相对密度 $\overline{D}$ 的系数。

$$\overline{D} = \frac{\eta_{obmax} - \eta_{obc}}{\eta_{obmax} - \eta_{obmin}} = \frac{\rho_{max}(\rho_c - \rho_{min})}{\rho_c(\rho_{max} - \rho_{min})}$$

$$0 \leqslant \overline{D} \leqslant 1$$

式中：η_{obmax} 和 ρ_{min} 分别为松散状态下土壤的孔隙率和密度；

η_{obmin} 和 ρ_{max} 分别为土壤在固结状态下的孔隙率和密度；

η_{obc} 和 ρ_c 分别为土壤在自然状态下的孔隙率和密度。

对于细颗粒砂:

当 $\bar{D}=0$—0.2 时，$k_{zh}=15$—25;

当 $\bar{D}=0.3$—0.4 时，$k_{zh}=8$—9;

当 $\bar{D}>0.4$ 时，$k_{zh}<7$。

对于中等颗粒的砂:

当 $\bar{D}=0.3$—0.4 时，$k_{zh}=7$—8;

当 $\bar{D}>0.4$ 时，$k_{zh}<6$。

为了使土壤固结得比较均匀，在确定需要固结的范围后，在这个范围内划分成正方形的网格，然后将各个装药安置在网格的节点上，装药的空间 $a=2r_{ef}$，式中 r_{ef} 是爆炸的有效作用半径(即单个装药的有效固结半径)。这样布置的装药爆炸后，土壤的固结将是足够均匀的。而 r_{ef} 是由下式得出

$$r_{ef}=k_{ef}\sqrt[3]{w}$$

式中：常数 k_{ef}

对于细颗粒的砂:

当 $\bar{D}=0.2$ 时，$k_{ef}=4$—5;

当 $\bar{D}=0.3$—0.4 时，$k_{ef}=3$;

当 $\bar{D}>0.4$ 时，$k_{ef}<2.5$。

对于中等颗粒的砂:

当 $\bar{D}=0.3$—0.4 时，$k_{ef}=2.5$—3;

当 $\bar{D}>0.4$ 时，$k<2.5$。

如果需要固结层的深度较大，一层网格的装药爆炸不能达到需要固结层深度时，可以安置二层或更多层的装药网格。装药网格可以上、下铺设，装药的起爆形式可以是上下层网格同时起爆，也可以上下层(或多层)网格顺序滞后起爆(秒差起爆)，滞后起爆对固结的效果更好一些。如果采用滞后起爆时，应该是装药的上层网格首先起爆，然后是下层装药网格起爆。

起爆的时间间隔；对于细颗粒砂是 5—30 秒，对于中等颗粒砂是 1—4 秒．一般来说，采用滞后爆轰可以更有效的固结土壤，事实上这是由于上层装药网格爆轰之后，上面土壤层的质点弥散到水中，以致下层土壤范围内不受变形影响的质点下降直到质点沉淀，所以第二个网格的爆轰效应就增加了。一般来说，装药量越大，而装药数目越少，则这个效应就越强，但是这样做也受到爆炸地震效应增加的限制。

(2) 表面(接触)爆炸固结土壤

采用这种爆炸方式时，土壤必须充分的水饱和，装药必须按置在水饱和土壤的水平面上或者稍为下面一点的位置。这个方法与封闭爆炸相比较，其固结效应是要小一些，因为较大部分的爆炸能量逸出到空气中。所以有效作用半径和固结层的深度是降低了。其经验公式表式如下

$$r_{ef} = (0.5—0.6)k_{ef}\sqrt[3]{w}$$

$$h_{zh} = 1.2\sqrt[3]{w}$$

常数 k_{ef} 的取值与封闭爆炸一样。

这个方法的缺点是在装药周围形成一个爆炸坑，土壤固结得较少，而且爆炸产生空气冲击波，会影响周围的建筑物。

(3) 水下爆炸固结土壤

水下爆炸时，装药悬浮在水中(河、水库、海等)，且离开底部(土壤、砂、抛石等)Δh 的高度，这样爆炸后不会在底部形成一个爆炸坑．但装药离开水的自由表面必须有足够的深度 h，使得成为一个水中封闭爆炸。于是我们有

$$\Delta h = k_{\Delta}(\sqrt[3]{w})^{a_{\Delta}}$$

$$h = k_h\sqrt[3]{w} = 2.32\sqrt[3]{w}$$

最佳的装药重量可以从 $H = \Delta h + h = k_{\Delta}(\sqrt[3]{w})^{a_{\Delta}} +$

$k_h\sqrt[3]{w}$ 的条件求得，式中H是水的深度，因此最佳装药重量是

$$w_{opt}=k_{opt}H^{a_{opt}}$$

对于底层是砂砾石和抛石

$k_\Delta=0.35$；$a_\Delta=1.95$；$k_h=2.32$；$k_{opt}=0.1$；$a_{opt}=2.46$。

土壤固结的深度 h_{zh}，有效作用半径 r_{ef} 和在正方形网格节点中装药位置的空间 a 是下面方程决定：

$$h_{zh}=1.8\sqrt[3]{w}$$

$$r_{ef}=2.0\sqrt[3]{w}$$

$$a=2r_{ef}=4.0\sqrt[3]{w}$$

上面的经验公式只适用于砂砾石和抛石，而且是很不精确的，所以对于其他的情况，还需用实验来决定。因为在这方面(水下加固地基)知识还是很有限的，没有更多的理论和实践知识。

2. 粘性土的固结

对于粘性土壤(粘土、砂质粘土，黄土等)的固结，是由爆炸波对土壤的压缩来达到。其方法是在三角形和正方形平面网格的节点上，垂直钻孔打入地下，孔的深度即是被固结层的厚度。在孔上放上炸药，填塞之后即行爆炸。爆炸之后，从装药处传播的爆炸波使得土壤固结；这是由于从装药处传播的爆炸波在孔壁上发生碰撞，产生反射波，使压力增加。在需要固结的土壤范围内(网格的范围)，土壤中出现一个强烈的动压力场，压缩土壤而固结。土壤的固结可以由相对体积变形来说明

$$V_0=V_{00}-nV_w,\ V=V_{00}-nV_{ed}$$

$$\Delta V = V_0 - V = n(V_{vd} - V_w)$$

$$\Theta = \frac{\Delta V}{V_0} = n\frac{V_{vd} - V_w}{V_{00} - nV_w}$$

式中：V_0 是固结以前的土壤体积；

V_{00} 是被固结的土壤体积；

V_w 是装药的体积；

n 是装药的数目；

V 是爆炸以后土壤的体积；

V_{vd} 是爆炸腔的体积；

ΔV 是被压缩土壤的体积变化；

Θ 是相对体积变形。

至于其他的一些参数可以类似于非粘性土的公式进行计算。

爆炸以后，留下了圆柱形的爆炸腔，可以用混凝土来填满。

由于反射稀疏波的作用，在装药末端水平面上的土壤可能没有被固结，这时可以用表面(接触)装药的同时爆轰来消除反射稀疏波的影响，使得表面土壤也能很好地固结。

第七章 爆炸的地震效应

随着四化建设的进展，工程爆破在铁道、交通、水利、水电、矿山开采等部门越来越起着重要的作用。又如在城市和工厂的改建中，为了加快建设速度和节省投资，也采用了控制爆破的手段。这些爆破虽然达到了预定的目的，但也带来了一定的副作用。因为炸药爆炸时必然有一部分能量转换为地震波，这种地震波在岩土介质中传播时，虽然随着离爆源距离的增加而削弱，但它随着不同的介质可以传播得很远。因此在一定范围内，会造成附近不是爆破目标的建筑物和构筑物在不同程度上的破坏，这种现象称为爆炸地震效应。

虽然爆炸地震波的能量，仅占炸药爆炸时释放总能量的很小一部分，其百分率随岩土性质不同而异。在干土中约为2—3%，在湿土中约为5—6%，在岩石中约为2—6%，在水中约为20%。尽管爆炸地震波能量只占炸药爆炸释放能量的很小一部分，但其破坏作用却不容忽视，如不加以控制，则会对生产建设造成很大危害和不应有的经济损失。例如，某铁矿在一次开采矿石的爆破中，由于震动而发生边坡滑落，垮落岩土总量3万多吨，改变边坡角后岩石总处理量达160万吨，严重影响矿山生产的正常进行。有些爆炸作业造成附近工业厂房产生裂缝，还有些矿山的日常爆破威胁着附近民房的安全，甚至引起破坏倒塌，怎样避免和减轻这些爆破的危害，便是我们研究爆破地震效应的目的之一。

各国研究工作者从本世纪20年代起就开始研究爆破地

震波在岩土介质中的传播理论.尤其是随着原子武器的出现，从50年代开始，由于地下核试验的开展和地下防护工程的修建以及工业爆破中炸药量的增加(我国解放后，最大的工程爆破中，炸药量已使用到万吨级)，工程技术人员进行了一系列的理论计算和试验研究，取得了较大的进展。但由于波在岩土介质中的传播比空气中复杂得多，因此仍有许多问题尚待解决。

在开始时爆破地震效应主要研究爆破引起的地面运动变化规律及其振动强度对建筑物的影响等。但到50年代以后，爆破地震效应也应用到用人工地震学(爆破地震学)方法测定地壳结构，自50年代以后，欧洲国家特别是德国，利用工业采石爆破来研究地壳结构，而且以此方法广泛的推广到地球物理的研究领域中去。而我们所关心的是爆破引起的地面运动变化规律，特别是振动强度对建筑物的影响，至于别的领域让地球物理学家或其他有关的专家们去研究吧!

爆破地震波对建筑物的影响，在爆破地震工程中，目前广泛采用的是地震动的最大速度和最大加速度，较少采用地运动的最大位移，谱烈度和能量比等。在最大加速度和最大速度中，究竟采用哪一个更好呢?不同的研究工作者有不同的看法。有的认为对建筑物的破坏起重要作用的是质点速度.采用质点速度的优点是地震波所携带的能通量与所产生的地应力，结构中产生的动能和内力相联系;有的认为是质点加速度，采用加速度的优点是和爆破地震产生的惯性力相联系，便于换算爆破地震荷载及建筑物的应力分析。我国国内大多数人认为选择质点速度作为衡量爆破地震效应的标准比较合适。因为爆炸时的炸药量 W，爆心距 R 等对质点震动强度有很大影响。含水的松软土上位移和周期最大，坚硬岩石则较

小，由于岩土性质很难精确估计，在考虑计算方法时，最好能消除岩土性质的影响。大量的实践表明，当炸药量、爆心距等相同时，振动速度的变化范围较小。据此，可以认为振动速度与岩土性质关系不太大。这样，用速度值来衡量爆破地震效应的大小是较为合适，所以我国在确定爆破地震的烈度等也是以质点振动速度作为标准的。

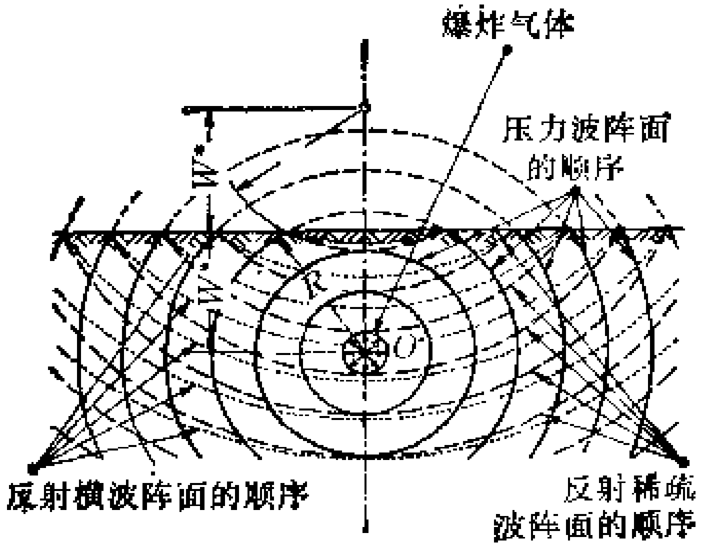
§7-1 爆炸引起的地震波

一个地下爆炸会引起地层表面的各种波运动（也称地运动），这种地下爆炸有矿山开采，地下爆炸试验，地下核爆炸等等。大气中的核爆炸，由于强烈的空气冲击波冲击地面也会引起地运动，最后形成地震波。

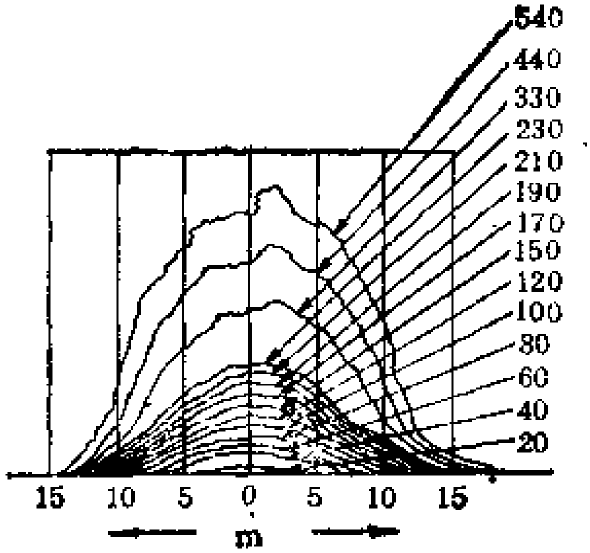
一、爆炸地震波的形成

一个地下爆炸是引起地表面运动的震源。在装药爆炸以后，在爆炸腔中充满了高温高压的爆炸气体。由于爆炸气体的向外膨胀，一个球形压力波（纵波）开始从爆炸腔向外传播，于是形成一个冲击脉冲。然后随着爆心距（离开装药中心的距离）的不断增加，慢慢地变成一个变化符号的振荡脉冲。在此同时，冲击脉冲开始脱离爆炸气体向岩土中传播，当压力波脱离以后，在爆炸腔中充满了在较长时间保持着相当高压力的爆炸气体。

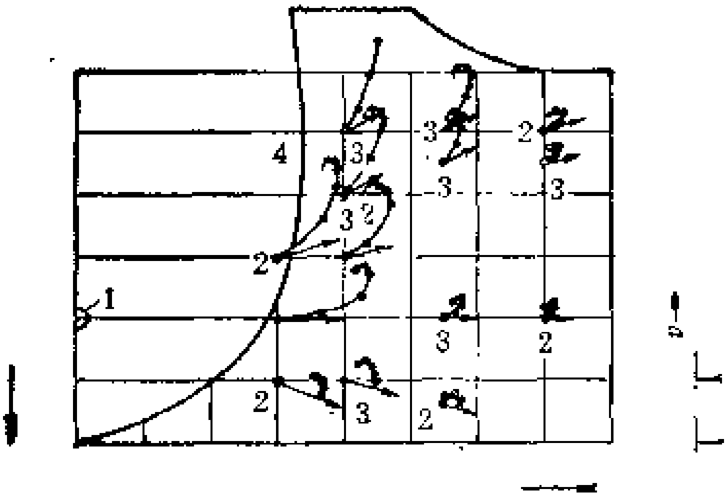
对于一个接近地表面的爆炸，如图 7-1 所示，当压力波向外传播并碰撞地表面之后，便产生一个反射拉伸波（稀疏波），这个波我们可以把它看成是从中心 O' 传播出来的，当反射



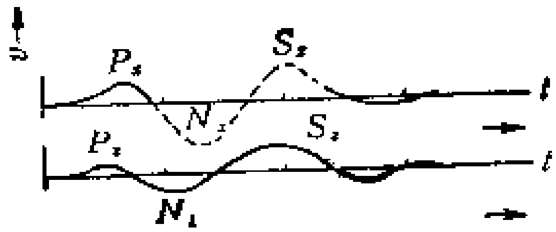
(a) 初始阶段的波形



(c) $W=1$ 吨，$*W=7$ 米时，在给定时间内（毫秒），在粘土中爆炸时穹起的形状



(b) 在塑性土中，$W=0.4g$，$*W=4$ 厘米装药爆炸时，质点位移的轨迹
1-装药 2、3-时标 4-坑轮廓线



(d) 地面运动速度的曲型记录
x 为水平分量
z 为垂直分量

图 7-1 接近地层表面的爆炸

拉伸波到达爆炸腔时，爆炸腔开始向上扩张，由于压力波和拉伸波的作用，使得爆炸腔顶面的土壤上升而形成一个穹顶。如果装药离地表面不太深，则土壤全部被抛出并产生一个喷出

口。当土壤上升达到穹顶时，震中区域的质点朝着震中和向上运动，这两个运动位移的大小随着爆心距的增加而衰减。朝着震中水平运动的是拉伸应力且伴随有垂直运动的剪应力(剪切波和横波)。在震中区域的应力一直持续到土壤不再继续扰动，土壤运动的过程与爆炸腔扩大所需的时间相比较是要大得多。

在接近地表面的爆炸，可以表示为两个爆源传播的地震波：

第一个源——由于爆炸气体的压力而使爆炸腔扩大——传递一个球形纵波(球形膨胀)，这个波在一个较小的距离上，表现为一个简单的短脉冲，而在较大的距离上，表现为有二到三个阻尼的半正弦波的短振动脉冲。

第二个源——土壤隆起成一个穹形——传递三个波：

(1) 长周期的纵向稀疏波，它表现为有一个球形阵面而中心为 O' 的体波；

(2) 长周期的剪切波，这个波有一个圆柱形(更精确是一个圆锥形)的阵面，以及有一个由爆炸中心和震中的连线确定的垂直轴。它在爆炸中心以外的区域中的所有方向传播，以及土壤质点近似地在垂直方向中运动(垂直于传播方向)。

(3) 长周期的瑞利波，在这个波中，质点沿着一个垂直平面逆时针方向中作椭圆运动(见图 2-16(a)，在不同的地层中，这个波也可以引起一个垂直于传播方向中的运动（乐夫波)。这两个波一道传播，乐夫波的能量低于瑞利波的能量。

上面的三个波是由同一个震源产生的（一般来说由爆炸引起的地震效应，必然有这三个波同时产生)，所以在开始时，这三个波有相同的周期，只是由于这三个波的波速不同，它们在传播过程中逐渐开始分离。因此，在一个接近地表面的爆

炸中，传递四个波；纵向压力波（P-波），纵向稀疏波（N-波），剪切波（S-波）和瑞利表面波（R-波）。压力波传播得最快。因为地层拉伸性质的不同，稀疏波相对于压力波要稍慢一些，剪切波传播得较慢一些，而瑞利波传播得最慢。

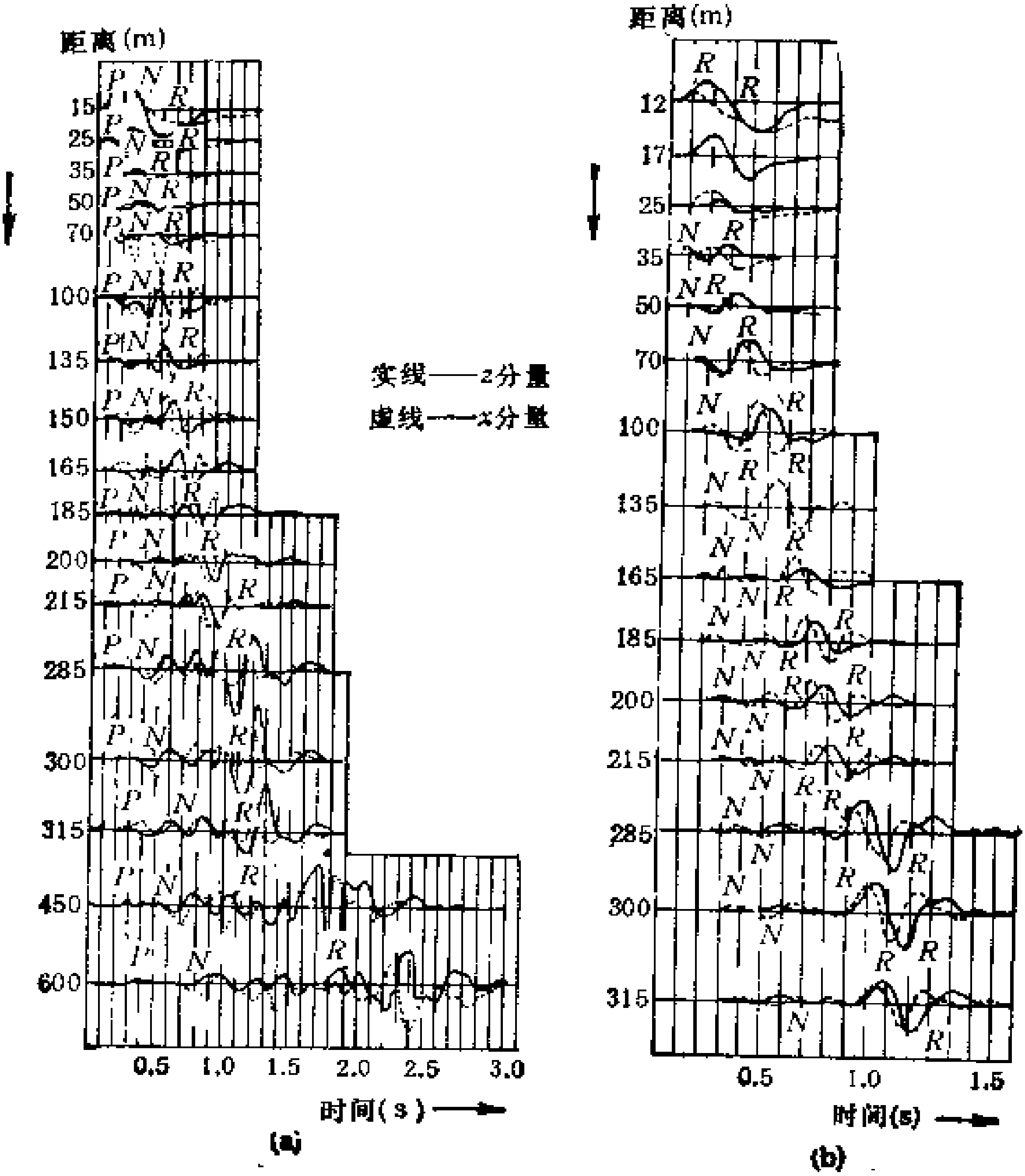
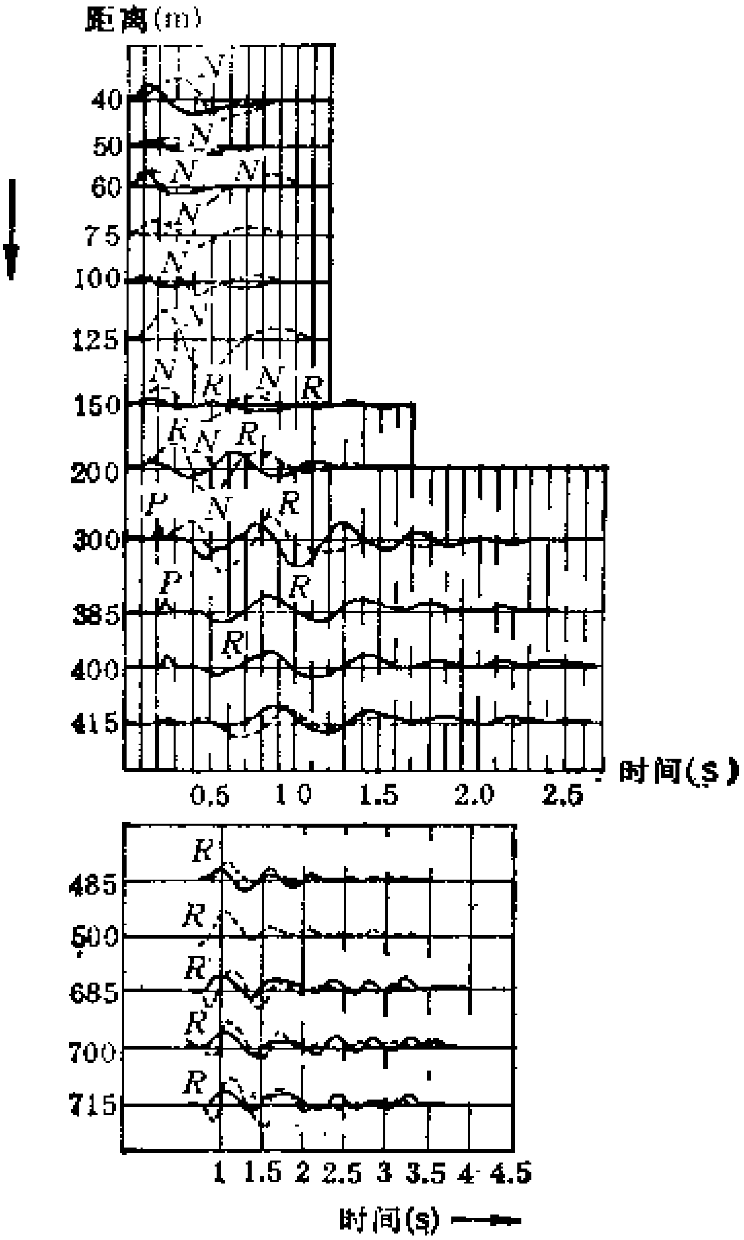


图 7-2 地

在地震仪的记录上，这几个波一般是很难分辨的。因为地层介质是不均匀，不对称的，地层的力学性质可以是连续变化的，也可以是突然变化的。而地层的变化，会引起应力波的参数变化，而且波在自由表面碰撞后，形成一个附加的反射波



(c)

震波曲线

和透射波，这些波迭加到我们上面已谈到的几个波上，所以地层中各种波是很难分辨的。

如果不管反射波的失真影响，从模型试验中得到的在均匀地层介质表面上速度的典型记录如图 7-1(d) 所示，每一个 *P*-波和 *N*-波都有一个相位（半个波）；最后的相位是属于 *S* 波和 *R* 波。而 *S* 波的速度是稍微高于 *R* 波的速度，所以这两个波在传播过程中，在较长的时间内能保持不脱离。

在不同的爆心距上，实际爆炸的典型地震波曲线如图 7-2 所示。图 7-2(a)是，$W = 1000$ 千克，$^*W = 5$ 米，在粘性土壤中的爆炸引起的地震波；图 7-2(b)是，$W = 1000$ 千克，$^*W = 5$ 米，在砂质黄粘土中的爆炸引起的地震波；图 7-2(c)是，$W = 10\,000$ 千克，$^*W = 9$ 米，在粘土中的爆炸地震波。从上面的图中可以看出，地层的影响以及反射波的影响就变得明显了，在一定的情况下，上面两个因素可以引起地震波曲线很大的失真。首先输入到地震仪中的信号是下层土中的 *P* 波或反射波及合成波，因为下层土比之于上层土更容易传播地震波，这是由于上层土往往是风化的或者是开裂的。其次从对地震波 (a) 和 (b) 曲线的比较可以看出，在黄土中产生很少的 *N* 波和 *R* 波，又由于黄土有很大的空隙以及它的可压缩性，所以在这种土壤中，短周期的压力波（*P*-波）在很小的距离以后就已经衰减了。一般情况下建筑物受到的最大振动和冲击破坏是由于上述三个基本的波，*P* 波 *N* 波和 *R* 波。

二、地震波的波型及其参数

在爆炸地震波中的几个波的波型，在第二章中我们已作过简单扼要的说明，现在进一步加以叙述。

1. 纵向压力波（P-波）的参数

P 波是地震波中最早到达的一个波，P 波中的初始振动是由第一个爆炸源传递的压力波所产生的，P 波的传播情况如图 2-14(a) 所示．P 波作用的周期与 R 波相比较要短得多，而它对结构物的效应，是相当于初始速度的瞬时冲量．

P 波的传播速度，从第二章中的波动方程，再利用四个弹性常数可以解得为

$$c_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2G}{\rho}}$$

由于：$\lambda = \dfrac{E\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}$，及 $G = \dfrac{E}{2(1+\mu)}$ 代入上式得

$$c_p = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{(1-\mu)}{(1+\mu)(1-2\mu)}} \tag{7-1}$$

式中：c_p 为纵波传播速度；

ρ 为介质的密度；

E 为介质的杨氏弹性模量；

μ 为介质的泊松比；

G 为介质的剪切模量．

从公式(7-1)中可以看出，波速是和介质的密度，杨氏弹性模量和泊松比等有关，可是从公式中直观地给我们这样一个印象，波速和密度成反比，但实际上密度大的介质其波速也大，并不成反比，而是随着密度增加而波速加快，这是由于杨氏弹性模量 E 随着密度 ρ 的增大而将急速地增大，而且 E 的增大要比 ρ 的增加快得多．所以岩土越致密，波速也越高，越疏松的岩土，波速越低．

对于大多数土壤来说，P 波的质点速度基本相同，而与土

壤的性质无关。质点速度取决于空隙中捕获的空气数量，对于所有的低空隙率的土壤，或者空隙中充满了水的土壤，它们的性质有较大差别外，一般土壤的最大垂直速度是由下式决定

$$^{P}v_{max}={}^{P}K_{V}\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{2}\ (\text{厘米/秒}) \tag{7-2}$$

对于各类土壤，$^{P}K_{V}$ 的值由表(7-1)给出。

表 7-1　常数 $^{P}k_{v}$,$^{P}k_{A}$,$^{P}k_{T}$,$^{R}k_{T}$,n 的值

土　壤	P-波			R-波	
	$^{P}k_{v}$	$^{P}k_{A}$	$^{P}k_{T}$	$^{R}k_{T}$	n
粘土	1100	75	0.01	0.08	0.11
水饱和砂	700	60	0.015	0.15	0.00
花岗岩	700	15	0.0032	0.0058	0.44
大理石	700	15	0.0032	0.035	0.20
黄土(5% 湿度)	130	14	0.017	0.06	0.11
黄土(2% 湿度)	70	7.5	0.017	0.06	0.11

P 波的周期是由运动增长到最大的时间 ΔT 的 4 倍来决定。而 ΔT 是图 7-3 中所示的曲线。显然时间 ΔT 和周期并不取决于距离，有

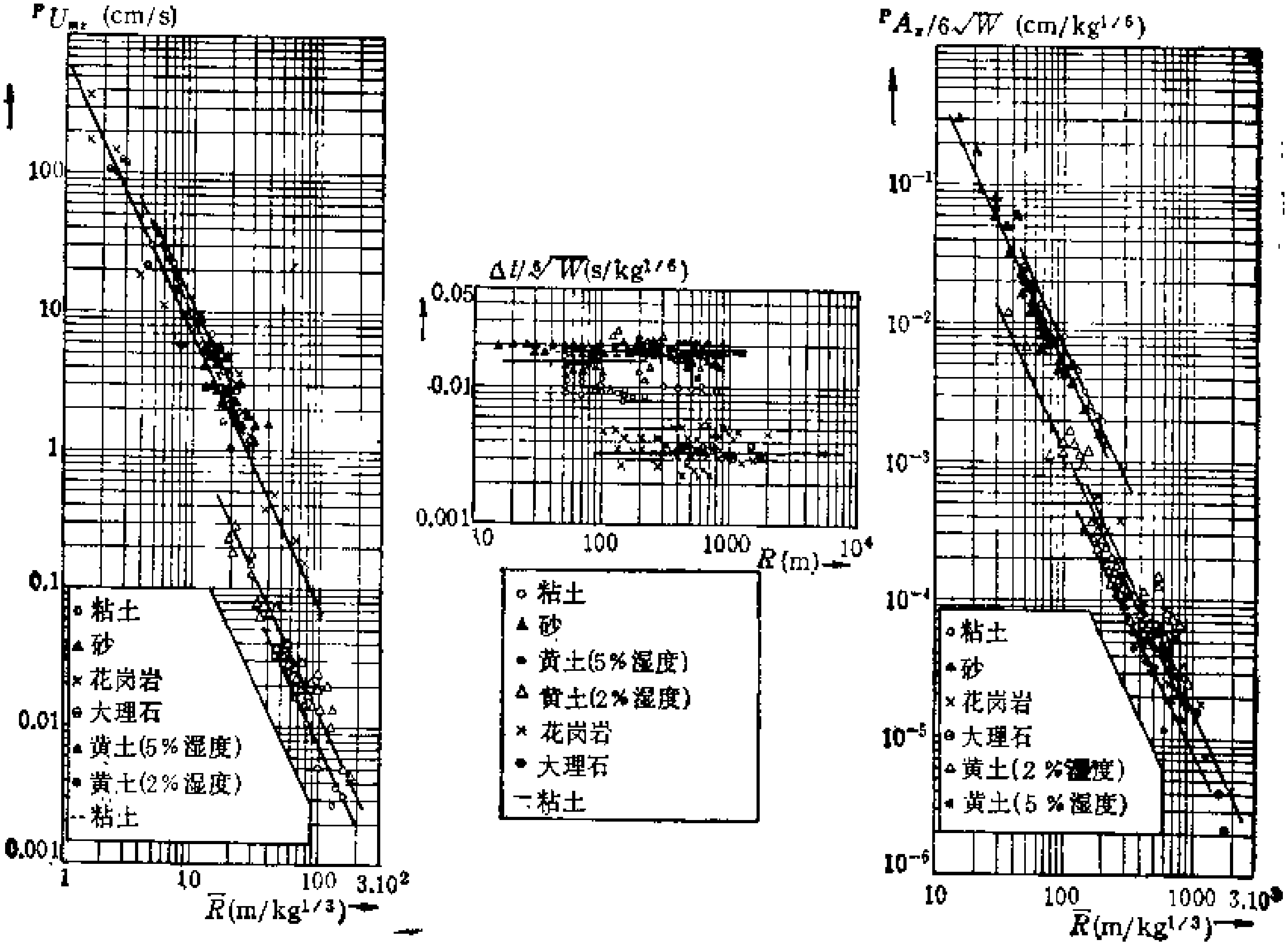
$$\Delta T={}^{P}K_{T}\sqrt[6]{W}\quad(\text{秒}) \tag{7-3}$$

式中常数 $^{P}K_{T}$ 在表(7-1)中给出。

图 7-3(c)中表示一个垂直振动幅值的曲线，其表达式如下

$$\frac{^{P}A_{z}}{\sqrt[6]{W}}={}^{P}k_{A}\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{2}\quad(\text{厘米/千克}^{1/6}) \tag{7-4}$$

式中 $^{P}k_{A}$ 的值在表(7-1)中给出。P 波中的质点位移和速度满足下面方程



(a) 最大垂直速度　(b) 运动增长到最大的时间 ΔT　(c) 垂直位移的幅值

图 7-3

$$^{P}A_{z}=2v_{m,z}\Delta T/\pi$$

对于小装药，P 波的波长相对来说是比较短的，而且地层通常在垂直方向是不均匀的，而 P 波是近似地垂直表面方向运动，所以 P 波的水平幅值 $^{P}A_{x}$ 比垂直幅值 $^{P}A_{z}$ 要小。而对于大装药，鉴于 P 波有极大的波长，地层可以近似的认为是均匀的。长周期波沿着地面滑动，所以水平幅值较高，对于沿着一个均匀的半空间表面滑动的比率 $^{P}A_{x}/^{P}A_{z}$ 在前面已经给出，它们主要取决于地层介质的泊松比，对于花岗岩，因为 $\mu=0.3$，所以 $^{P}A_{x}/^{P}A_{z}=2$，对于短周期波，$^{P}A_{z}$ 的值要比 $^{P}A_{x}$ 的值高许多倍。

2. 纵向稀疏波的参数

稀疏（N）波是由爆炸的第二个源（震中范围内土壤表面隆起成穹形）所引起的。它形成所需的时间等于土壤表面隆起所需的时间，只要周围介质是连续的，则 N 波是一个体波，而且呈现为一个半球形。它的第一个相位——朝着震中方向水平运动——紧接着纵向压力 P-波。在第一个相位后面跟随着一个或更多个低幅值的相位，总之 N-波表现为是几个半球波的振动运动。它的传播速度低于 P 波的传播速度，又因为土壤有不同的拉伸和压缩性质，这就造成了在传播过程中 N 波易于离开 P 波，滞后成为一个独立的波传播。

在地层的表面，N 波也可以是竖向地运动，于是 $^{N}A_{z}\approx{}^{N}A_{x}$，不过垂直分量是随着深度而急剧地衰减，但是径向分量并不衰减。垂直运动是由水平运动与自由表面的相互作用所引起，N 波中最大土壤质点速度可由下式表示。

$$^{N}v_{m,z}={}^{N}k_{v}\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{1.7}\quad（厘米/秒）\qquad(7\text{-}5)$$

上式中的指数 1.7 可以应用于所有的土壤，并且近似地接近

于 P-波的指数，因此稀疏波有一个球形阵面。常数 ${}^{N}k_{e}$ 取决于土壤的种类，对于岩石 ${}^{N}k_{e}\approx 360$，对于粘土 ${}^{N}k_{e}\approx 700$，在不同的土壤中，转换成 N-波的爆炸能量是不相同的。

朝着震中方向 N 波运动的持续时间，取决于与周围介质保持接触的震中区域土壤上升(隆起)的时间，实验研究表明穹顶上升所需的时间(土壤不被破坏)对于粘土是最长的，而对于岩石是最短的。

N 波的周期等于它的第一个相位的 4 倍，且由下面关系式给出。

对于岩石 ${}^{N}T=0.0065W^{\frac{1}{3}}$ (秒)

对于粘土 ${}^{N}T=0.06W^{0.21}$ (秒) (7-6)

上式适用于 1 吨 $<W<10^{3}$ 吨炸药量

由上式可知，随着 W 的增加，周期长度之间的差别降低，这是由于在装药上面土壤的重力对于内力的影响增大，随着装药量的增加，装药埋入的深度也增加。

由下面关系式可以得出 N 波振动的最大幅值

$$ {}^{N}A_{x}={}^{N}v_{mx}{}^{N}T/2\pi \tag{7-7}$$

而从比率 ${}^{N}A_{z}/{}^{N}A_{x}$ 可得出幅值 ${}^{N}A_{z}$，且可以考虑与 P 波时 ${}^{P}A_{z}/{}^{P}A_{x}$ 的值一样。

3. 瑞利波的参数

瑞利波的波速为

$$ c_{R}=f(\mu)\left(\frac{\mu}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} $$

其中 $f(\mu)$ 是与介质的泊松比有关的函数，因为一般岩土的泊松比在 0.25—0.50 之间，最坚硬的岩石泊松比为 $\mu=0.25$，所以当 $\mu=0.25$ 时，则 $f(\mu)=0.9194\approx 0.92$，而当 $\mu=0.50$ 时，$f(\mu)=0.9553$，所以当将相应的岩石泊松比代入

$c_R = f(\mu)\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ 时即可得 R 波的波速.

横波(S 波)波速也可由波动方程求得为

$$c_S = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

可以化为

$$c_S = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1}{2(1+\mu)}} \tag{7-8}$$

瑞利波(R 波)是一个由第二个爆炸源传递的长周期波,R 波中质点的初始运动是接近于垂直的,垂直运动与自由表面相互作用产生一个运动的水平分量,因此它是在地面的土壤质点强烈振动的源,所以对于多数结构是危险的.

在近区范围内,R 波的振动是不持久的,如同一个稀疏波一样,运动是由于质点从它的平衡位置飞出而又返回来(只一个相位),接下去是振动有一个相对地低的幅值,并且不是持久的.但随着从装药的距离增加而相位的数目也增加,当介质是由下层土的软土组成时,发生的振动相对地是持久的.

在接近 $R \leqslant R_c$(R_c 是塑性区域与弹性区域之间的边界,或塑性区域与岩石中破裂区域之间的边界)范围内,垂直振幅是根据 ${}^{A}A_{x} - R^{-4}$ 的规律衰减,由实验研究(苏联学者)在整个 $R \gtrsim R_c$ 范围内,幅值 ${}^{R}A_{x}$ 是根据下面规律衰减

$$f(\bar{R}) = \bar{R}^{-0.5} e^{-1.75\bar{R}^{0.2}}$$

$$\bar{R} = \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \quad (\text{米/千克}^{1/3}) \tag{7-9}$$

上式中的数值可由表(7-2)给出.

对于各种类型的土壤,装药的深度和土壤性质随着深度的变化是由下式表示

表 7-2 根据公式(7-9)，$f(\bar{R})$ 的数值

$\bar{R}$	1	2	5	10	20	50
$f(\bar{R})$	17.4×10^{-2}	9.5×10^{-2}	4×10^{-2}	2×10^{-2}	9.3×10^{-3}	3.8×10^{-3}
$\bar{R}$	100	200	500	1000	2000	3000
$f(\bar{R})$	1.23×10^{-3}	4.58×10^{-4}	1.03×10^{-4}	3×10^{-5}	7.5×10^{-6}	3.2×10^{-6}

$$ {}^{R}A_{z} = 1900\,\frac{R_e}{c_p}\cdot\alpha\left(\frac{{}^{*}W}{R_e}\right)f(\bar{R}) \quad (毫米) \qquad (7-10)$$

上式是图 2-17 中的图形，这里纵波的速度是考虑到了土壤性质随着深度的变化。

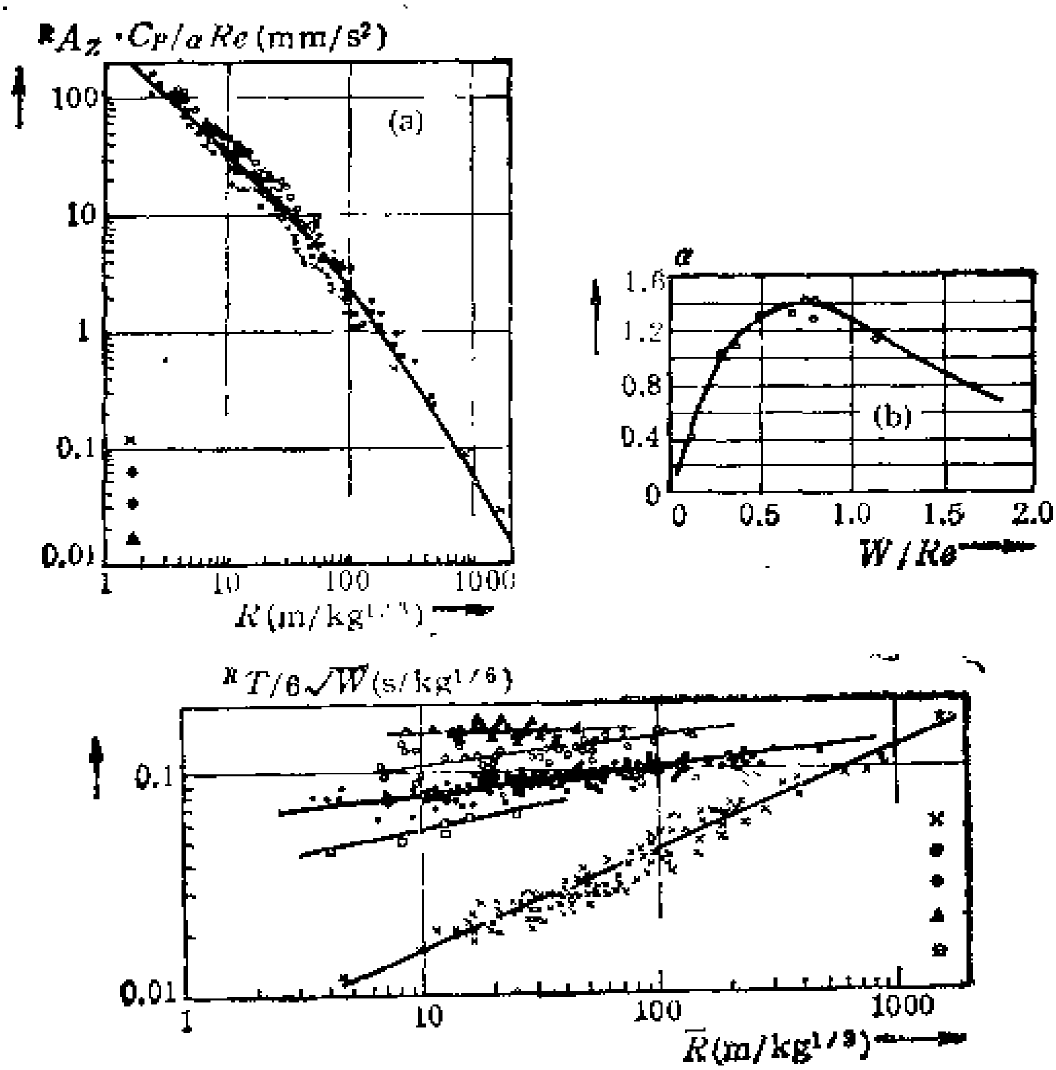
幅值 ${}^{R}A_{z}$ 正比于地震波震源的大小，R_e 的一般形式可取为

$$R_e = k_e\sqrt[3]{W}$$

对于花岗岩 $R_e = 4.5\sqrt[3]{W}$，对于大理石 $R_e = 3\sqrt[3]{W}$ 对于粘土 $R_e = 6-8\sqrt[3]{W}$，对于松散的砂质粘土和黄土 $R_e = 2.5\sqrt[3]{W}$，所以相应于上列土壤的 k_e 分别为 4.5，3，6—8，2.5。

图 7-4(b) 中函数 $\alpha = \alpha\left(\frac{{}^{*}W}{R_e}\right)$ 的曲线，决定了装药埋入深度的影响，当在最佳深度 ${}^{*}W \approx R_e$ 发生爆炸时，振动是非常强烈的。

地层的表面运动的水平分量相应于垂直分量来说移动了 1/4 周期的相位移；所以，R 波质点的轨迹是一个逆时针方向的椭圆运动。幅值比 ${}^{R}A_{x}/{}^{R}A_{z}$ 取决于土壤的类型；对于花岗岩它是 0.6—1.1 的值，对于粘土是 1—1.2，对于黄土是 1.4—1.8。



(c)

图 7-4 幅值 ^RA_z 爆炸深度系数 α 和周期 ^RT 的图形
(a) 幅值 ^RA_z (b) 爆炸深度系数 α (c) 周期 ^RT

R 波的周期 ^RT 是两个相邻相位之间时间的两倍，周期 ^RT 是随着装药的尺寸和随着距离而增加，实验结果表示在图 7-4a 中，其表达式是

$$^RT = {^Rk_T} \sqrt[6]{W}\ \bar{R}^n \qquad (秒) \qquad (7-11)$$

式中常数 ^Rk_T 和 n 的值在表(7-1)中给出。

由于 N-波和 R-波是由同一个源产生的，所以在源的附近，必定是 $^RT \approx {^NT}$。周期 ^RT 随着距离而增加，但是周期

${}^{N}T$ 并不取决于距离. N-波周期 ${}^{N}T$ 除了用方程(7-6)来计算外，也可以用方程(7-11)代替 $\bar{R}=\bar{R}_e=\frac{\bar{R}_e}{\sqrt[3]{W}}=k_e\frac{\sqrt[3]{W}}{\sqrt[3]{W}}=k_e$ 来算出。所以

$$
{}^{N}T={}^{R}k_T k^{n}\sqrt[6]{W}\quad(\text{秒})\tag{7-12}
$$

在相等的对比(折算)距离 $\bar{R}$ 时，所有的 N、P、和 R 波的周期正比于 $W^{\frac{1}{6}}$。

R 波的最大垂直运动速度为

$$
{}^{R}v_{mz}=\frac{2\pi\,{}^{R}A_z}{{}^{R}T}=\frac{1.19\times10^{3}R_e\alpha({}^{*}W/R_e)\cdot f(\bar{R})}{c_p\,{}^{R}k_T\sqrt[6]{W}\cdot\bar{R}^{n}}
$$

$$
(\text{毫米/秒})\tag{7-13}
$$

最大水平运动速度为

$$
{}^{R}v_{mx}=\frac{{}^{R}v_{mz}\,{}^{R}A_x}{{}^{R}A_z}\tag{7-14}
$$

R 波的位移和速度幅值分别慢慢地随着距离增加而衰减，水平分量随着距离增加而急剧地衰减，且特别是当深度远小于波长时 $(H\ll{}^{R}\lambda=C_R^RT)$，此时仅只有垂直运动还保持着。

4. 地震波波速的换算关系

上面我们得到三个波的波速公式，它们之间存在着一定的关系。首先我们将公式(7-1)与公式(7-8)相比较，可得

$$
c_p/c_s=\sqrt{\frac{E}{\rho}\cdot\frac{(1-\mu)}{(1+\mu)(1-2\mu)}}\Bigg/\sqrt{\frac{E}{\rho}\cdot\frac{1}{2(1+\mu)}}
$$

$$
=\sqrt{\frac{2(1-\mu)}{1-2\mu}}\tag{7-15}
$$

如果当 $\mu=0.25$ 时代入(7-15)式，得

$$
c_p/c_s=\sqrt{3}\quad\text{或}\quad c_p=1.732c_s
$$

由此可知在坚硬岩石中纵波波速约为横波的 1.73 倍。

如果波在半无限空间中传播，我们令

$$\frac{c_p^2}{c_s^2}=\frac{1}{\alpha^2}=\frac{\lambda+2G}{G}=\frac{2(1-\mu)}{1-2\mu}$$

$$k=\frac{c_R}{c_s}=\frac{c_R}{\alpha c_p}$$

则可证得

$$k^6-8k^4+8(3-2\alpha^2)k^2+16(\alpha^2-1)=0 \quad (7\text{-}16)$$

k 为瑞利波与横波的波速比，因为

$$\alpha=\sqrt{\frac{1-2\mu}{2(1-\mu)}}$$

所以(7-16)式只要给定泊松比的值，就可求得它的实数解，并可知 k 与波的频率无关，于是

$$k=\frac{0.87+1.12\mu}{1+\mu} \quad (7\text{-}17)$$

由(7-17)式也可得到

$$c_R=\frac{0.87+1.12\mu}{1+\mu}c_s \quad (7\text{-}18)$$

如果当 $\mu=0.25$ 时，则 $c_R=0.92c_s$

介质的密度、杨氏弹性模量和泊松比等是和介质的成分、结构等有关的物理量。此外，岩石的波速还与其他地质条件如岩层的构造、破碎裂隙、地质年代、埋藏深度、孔隙率、含水量等因素有关。一般说来，对于同一种岩石，完整的岩石比破碎的波速高；年代久的比年代新的波速高；在压性构造力地区比张性构造力地区的波速高；埋藏深的比埋藏浅的波速高；孔隙率小的比孔隙率大的波速高；湿度大的比湿度小的波速高。

由此可见，不同成分、结构的岩石，它们的波速及其比值各不相同。而同一种岩石由于地质构造和破碎裂隙等情况不

表 7-3 P、N 和 R 波岩土中的传播速度

岩土名称	密度 ρ(g/cm^3)	泊松比 μ	速度 (m/s)			
			P 波	S 波	R 波	N 波
花岗岩	2.67	0.19—0.37	5200—6100	3000—3520	2760—3240	4200—4500
辉长岩	2.98	0.2—0.3	4500—6500	3450	3200	
玄武岩	3.00	0.2—0.3	5608	3048	2823	
橄榄岩	3.28	0.322	7986	4084	3801	
砂　岩	2.45	0.19—0.45	2438—4267	914—3048	854—2849	
石灰岩	2.65	0.2—0.33	3048—6096	2743—3200	2500—3050	
页　岩	2.35	0.24—0.35	1829—3962	1067—2286	981—3645	
盐　岩	2.10	0.25—0.45	4400—6500	2540	2405	
硬石膏	2.30	0.295	2134—5658	1097—3058	1017—2836	
板　岩	2.80	0.22—0.25	3650—4450	2865	2626	
大理石	2.75	0.34—0.4	5791	3505	2500—2800	
石英岩	2.85	0.15—0.39	6050	3235	3000	
片　岩	2.80	0.28—0.4	4542	2896	2684	
片麻岩	2.65	0.28—0.4	4724—5578	2530—2990	2350	
冲积层	1.85	0.4	570	232	218	
松散砂	1.60		150—200			
砂质黄土	1.80		500—600	270—320	251—297	300—330
塑性粘土	1.4		1128—2499	579	231	750
白云石灰岩	2.60	0.25—0.4	5970	2870	2683	
白云岩	2.55	0.2—0.4	2500—6200			
正长岩	2.65		4500—6500			
闪长岩	2.6		4500—6500			
泥灰岩		0.30—0.40	2000—2350	961—1129	1067	

同，也会引起波速及其比值的变化，因此测定了岩土的波速，也能给我们指出岩土的物理力学性质。

§7-2 爆炸的地震效应

在任意介质中的爆炸将产生一组应力波，按其来源而论，

这些波都可以称为“爆炸波”。例如一个地面接触爆炸，将产生在土中传播的一些波(见第六章)，以及在大气中传播的冲击波，而空气冲击波又导致一个土中压缩波，在土地中传播的应力波称为“地震波”。

由爆炸引起的地震波可以分为初始地震波和感应地震波。例如一个地下爆炸，高温高压的爆炸气体所形成的冲击波，在岩土中直接传播出去而产生初始(直接)地震波，但一个大气中的爆炸，由空气冲击波入射到地面上，因而产生在土层中传播的土中压缩波则是感应地震波。如果是一个地面爆炸，或者是接近地面的地下爆炸，则上面两种现象同时产生，一方面在土中直接产生初始地震波。另一方面又由于爆炸气体冲出地面，而在大气中形成空气冲击波，这种空气冲击波又使地面产生感应地震波。同样地，如果爆炸发生在水下，由于水中冲击波，而使水底产生初始地震波和感应地震波在土壤中传播。由爆炸而产生的地震波可以传播得很远。例如几个核大国，目前的核试验都在地下进行，但不管它们如何保密，在核试验进行之后，即可以为世界各地的地震台站测得由核爆炸引起的地震波，并可以由地震仪器记录下来的地震波波形正确地分析出，爆炸的当量(核药量)，爆炸的地点（离地震台站的距离和方向）等。图 7-5 所示的二条地震波曲线可以从感性上使我们认识爆炸的地震效应。

这二条爆炸地震波曲线的爆源是在慕尼黑的附近（西南方向)的埃圣洛厄，在 1961 年一次矿山爆破中记录下来的地震波曲线。此次爆炸的药量是 12.8 吨梯恩梯，曲线 1 的测点离开爆源 424.78 公里，曲线 2 的测点离开爆源 467.58 公里，曲线 3 是经过滤波后的地震波波形。由图可知，一般地说爆破地震波波形的幅值是从零开始，渐由小到大，再由大到小的

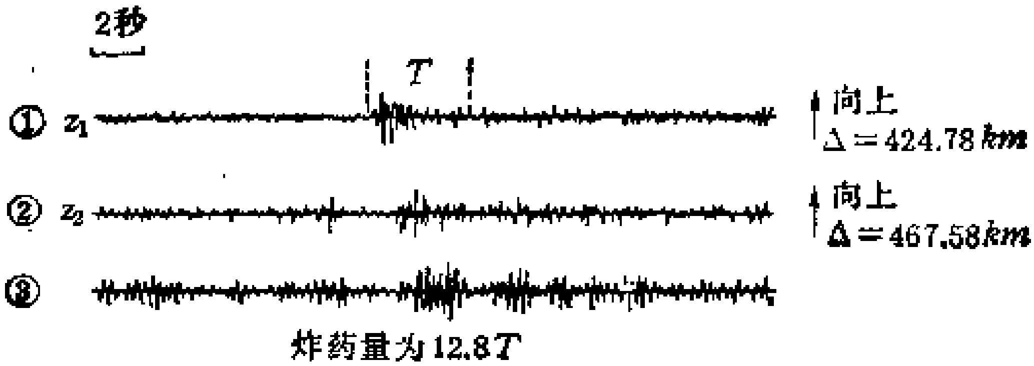


图 7-5 在不同距离上测到的爆炸地震波波形

一系列变化，而天然地震波的观察中要得到一张完整的地震波图就相当困难了，因为应用工程强震仪来记录天然地震的波形，通常是用纵波来触发仪器的启动，天然地震的强震振动图往往丢失了纵波初始部分的振动波形。另外由图可以感性地认识到，在 12.8 吨这样小的药量下，爆炸引起的地震波在 424 公里外还能测到地震波，而且两个测点相差 43 公里，波形的衰减并不大，结合我们前面的知识可以知道，爆炸波在开始阶段衰减是非常快的，但形成地震波之后，其衰减开始缓慢下来，而且可以传播得非常远。当然在这样大的距离上，地震波的振幅是非常小，人类一般是感觉不到的，这种微振只有在现代最精密的地震仪器上才能捕捉到。

一、爆炸地震波对结构物的效应

就地震波对结构的效应而论，在某种情况下，初始地震波的作用是较大的，而在另一种情况下则感应地震波的作用是较大的。地震波对结构物的效应可以分为二类：

（1）力效应；

（2）应变（变形）效应。

地震波的力效应表现在它直接作用在结构上的拉力和压力，这种效应类似于空气冲击波和水中冲击波的超压和冲量直接对结构的作用。如果结构是在一个有很大波阻抗 $\rho_0 c_0$ 的介质中(如水，土壤等)，则载荷的变化对结构运动(变形)的影响必须考虑，如果作用在结构上的超压 $\Delta P(t)$ (在前面几章中已给出)，则结构的运动方程为

$$m\ddot{X}(t)+\rho_0 C_0 F\dot{X}(t)+CX(t)=2F\Delta P(t)$$

式中 F 是结构承受超压的面积，m 是质量，C 是刚度系数，由运动方程可以解得位移、速度和加速度，由此地震波对结构的力效应可以完全解得。可是地震波对结构的力效应，有它自己的特殊的作用方式。爆炸压力波(土中压缩波可以是直接的(初始)也可以是感应的)在结构的下层土中传播，碰撞在结构的基础上，并进入构筑物(如砖、混凝土等砌体统称为圬工)，地震波就在圬工的自由表面(或与介质的界面)以及窗、门或其他开口处反射、折射和绕射；于是在建筑物的、窗、门或其他开口的拐角处形成拉伸波而引起整个建筑物的破坏。但由于这种力效应的复杂性，所以有关地震波的力效应问题，至今尚未被彻底的研究。

地震波的应变效应表示为由地震波引起的振动由下层土传递到结构的基础上，然后再由基础把振动传递到整个结构上，因而引起结构的变形。这种应变效应对于地下结构或埋入在地表面下的结构，下层土的运动是直接地传递到整个结构，且可以认为结构的运动近似地等于下层土的运动，也即是结构与下层土一道运动。

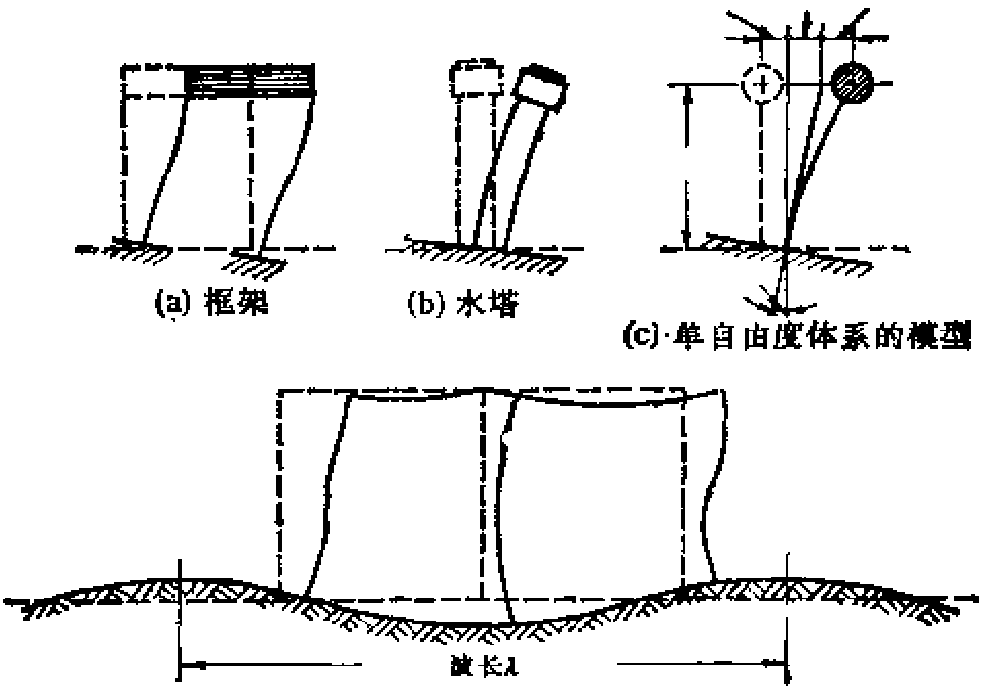
地震波的应变效应又可以分为两种类型：

第一种应变效应是结构中产生的应力仅只是由于运动的惯性力所作用；

第二种应变效应是结构中产生的应力是由于惯性力和由于不同的结构构件在地震波作用下产生相对位移的力共同作用。

第一种应变效应是图 7-6(a)、(b)、(c)的图形结构的基础在振动时，基础上各个点的振动轨迹是相同的，所以结构的各个构件在振动时不产生相对位移，结构各构件的变形是一致的。

第二种应变效应是图 7-6(d)所示的图形，结构的各个基础在地震波作用下的运动是各不相同的，这种结构中的应力状态，有的时候惯性力甚至是零(例如可以忽略惯性力的影响)。



(a) 框架　(b) 水塔　(c) 单自由度体系的模型

(d) 结构尺寸与波长等量的框架

图 7-6　振动图形

如果结构是支承在一个刚性的、整体的基础板上时，或者是结构的平面尺寸比地震波的波长要小时，则地震波对结构的作用是第一种应变效应。当结构的基础并不是刚性的，或

者不是整体的，以及基础的平面尺寸与地震波的波长接近时，则地震波对结构的作用是第二种应变效应为主要的，如图 7-6(d) 所示。

应力和应变效应，表现了两种不同的，但又是等效的描述地震波作用的方法，两者各有它们自己的优越性、但是，在结构计算中，我们通常是从下层土的应变(即运动) 着手，并假定基础的运动是与它一致的. 当然除此之外，我们也可以决定作用在基础上的下层土的力，以此来着手设计承受动力荷载的结构，其结果是相同的. 不过，要决定由于下层土的运动，而作用在基础上的力是相当困难的，所以我们经常用的还是地震波对结构应变效应的方法。

二、振动的时间响应

地层表面(包括下层土)的运动是由爆炸引起的 P 波，N 波和 R 波的质点运动决定的。P 波，N 波和 R 波由于它们在地层中的传播速度的不同，是一个接着一个顺序地传播的，而在这些波上又迭加了因不同地层而产生的反射波. 原则上 P，N 和 R 波的运动可按上节中提出的公式确定. 对于一个规则的下层土，反射波是规则的，对于一个不规则的下层土，反射波是不规则的. 但是对于一个复杂的下层土 (例如土壤或岩石不同的层面交错出现，或者层面是不同形状的倾斜层等等)，这样地震波的运动是非常复杂的。

在 P，N 和 R 波中运动的两个基本分量是：运动的垂直分量 $\bar{V}_z(x,t)$ 和水平分量 $\bar{V}_x(x,t)$ (为了区别于质点速度，我们用大写 V 并在字母上打一横杠)，除了这两个变速运动之外，在 x，z 平面中还有每个介质表面单元的旋转，对于相邻的

两个点 x 和 $x+dx$（图 7-7）我们有

$$\xi(x,t) \approx \operatorname{tg}\xi(x,t) = \frac{\bar{V}_z(x+dx,t) - \bar{V}_z(x,t)}{dx + \bar{V}_x(x+dx,t) - \bar{V}_x(x,t)}$$

$$= \frac{\dfrac{\partial \bar{V}_z(x,t)}{\partial x}}{1 + \dfrac{\partial \bar{V}_x(x,t)}{\partial x}}$$

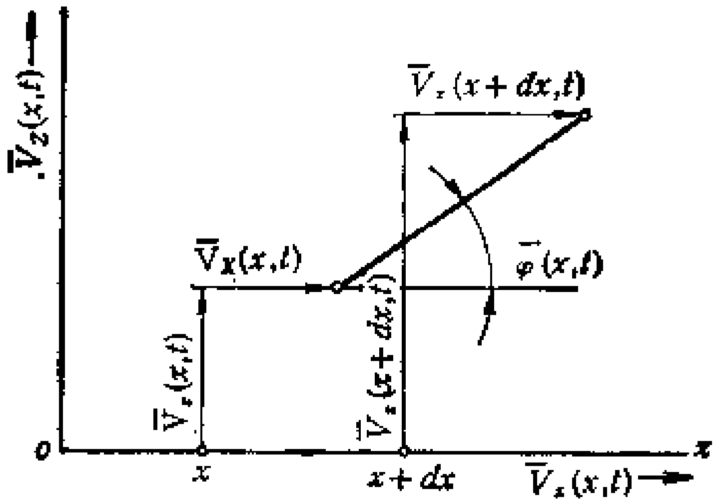


图 7-7　对于下层土旋转计算的图形

因为函数 $\bar{V}_x(x,t)$ 仅稍微与 x 有关，而 $\dfrac{\partial \bar{V}_x(x,t)}{\partial x} \ll 1$，所以

$$\xi(x,t) = \frac{\partial \bar{V}_z(x,t)}{\partial x}$$

假定表面波从震中开始传播出去时测得的时间为 τ，而时间 t 是从波阵面到达 x 点的瞬时测得的，则我们有

$$t = \tau - \frac{x}{c}, \quad \frac{x}{c} \leqslant \tau$$

式中 c 分别是 P，N，R 波沿着地层传播的速度（或者为 c_l，

$i = P, N, R$，为简便起见定为 c)

所以对于 $P \cdot N$ 和 R 波和反射波我们大致上可以写成

$$\overline{V}_z(x,\overline{\tau}) = A_z(x) e^{-\varepsilon(\overline{\tau}-x/c)} \cos\omega\left(\overline{\tau} - \frac{x}{c}\right)$$

$$\overline{V}_x(x,\overline{\tau}) = A_x(x) e^{-\varepsilon(\overline{\tau}-x/c)} \sin\omega\left(\overline{\tau} - \frac{x}{c}\right)$$

$$\xi(x,\overline{\tau}) = 2\pi \frac{A_z(x)}{\lambda} e^{-\varepsilon(\overline{\tau}-x/c)} \sin\omega\left(\overline{\tau} - \frac{x}{c}\right)$$

$$\overline{V}_z(x,\overline{\tau}) = A_z(x) \cos\omega(\overline{\tau} - x/c) \sin\Omega\left(\overline{\tau} - \frac{x}{c}\right)$$

$$\overline{V}_x(x,\overline{\tau}) = Ax(x) \sin\omega(\overline{\tau} - x/c) \sin\Omega(\overline{\tau} - x/c),$$

$$\xi(x,\overline{\tau}) = \pi \frac{A_z(x)}{\lambda} \left\{-\left(1 + \frac{\Omega}{\omega}\right) \cdot \cos\left[(\omega + \Omega)\left(\overline{\tau} - \frac{x}{c}\right)\right] + \left(1 - \frac{\Omega}{\omega}\right) \cos\left[(\omega - \Omega)\left(\overline{\tau} - \frac{x}{c}\right)\right]\right\}$$

$$\overline{V}_z(x,\overline{\tau}) = A_z(x) \cos\omega\left(\overline{\tau} - \frac{x}{c}\right)$$

$$\overline{V}_x(x,\overline{\tau}) = A_x(x) \sin\omega\left(\overline{\tau} - \frac{x}{c}\right)$$

$$\xi(x,\overline{\tau}) = 2\pi \frac{A_z(x)}{\lambda} \sin\omega\left(\overline{\tau} - \frac{x}{c}\right)$$

式中：$\lambda = \dfrac{c}{f}$ 是波长；

$f = \dfrac{1}{T} = \dfrac{\omega}{2\pi}$ 是波的频率；

T 是波的周期；

ω 是波的圆频率。

前面我们已经提到方程(7-14)是在假定函数 $A_s(x)$ 和 $e^{-i\varepsilon(P-x/c)}$ 仅只有很小变化的前提下得出的。

在 P 波的情况下，距离 R 是由 X 来代替，因为 P 波是由爆炸的震源传播的，而 N 和 S 波是由震中传播的。

公式(7-16)可以用于表示 P 和 N 波中的运动，而 ε 的值可以取在 $1 \leqslant \varepsilon T = 2.5$ 的范围之内，T 是波的周期。公式(7-17)用于 R 波的运动，在震中附近(接近)时，取 $\Omega = \frac{\omega}{2}$，而在离开震中距离较大时，$\Omega$ 的值需要逐渐降低，最大时降到 $\Omega = \frac{\omega}{6}$。

方程(7-18)是一个简谐运动，可以用于表示离震中极大距离的反射波的运动。此式也可以用于 P，N 和 R 波，但是用于 P，N 和 R 波时是偏于安全的。在此情况下，可以假定振动的幅值和周期等于相应的波的幅值和周期，且振动一直持续到结构的振动变成一个稳定的简谐运动。

在震中的附近，方程(7-17)可以用于近似地表示所有的波在地面运动。

对于一个复杂的地质下层土，地面运动的规律，可以由少量的爆炸试验来决定。于是振动参数可以利用相似模拟理论的公式来算出，用这种方法可以得到一个地面振动的精确的时间响应。

三、爆破地震的傅里叶谱

在爆炸地震波的作用下，实际下层土的振动，往往不是前

面所讨论的简单振动——谐和运动。而是有几种频率同时存在的周期性振动或非周期性振动，不能用一项正弦或余弦函数来描述它们的运动规律。但是我们可以用傅里叶谱来进行爆破振动分析。

如果周期振动的时间函数为 $f(t)$，其周期为 T，则函数 $f(t)$ 的傅里叶级数展开式为

$$f(t)=\frac{A_0}{2}+\sum_{n=1}^{\infty}(A_n\cos n\omega t+B_n\sin n\omega t) \quad (7\text{-}19)$$

式中 ω 为系统的圆频率。而用傅氏级数来表示一个周期函数，其关键在于求出傅氏系数 A_0、A_n、B_n。为了确定 A_0 可对展开式(7-19)在区间 $\left(-\frac{T}{2},\frac{T}{2}\right)$ 上逐项积分

$$\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}}f(t)dt=\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}\frac{A_0}{2}dt+\sum_{n=1}^{\infty}\left[A_n\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}\cos n\omega tdt\right.$$
$$\left.+B_n\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}\sin n\omega tdt\right]$$

化简上式，并注意到

$$\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}\cos n\omega tdt=0$$

$$\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}\sin n\omega tdt=0$$

得 $$A_0=\frac{2}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}f(t)dt \quad (7\text{-}20A)$$

为确定 A_n，先用 $\cos n\omega t$ 乘以展开式(7-19)的两边，再在区间 $\left[-\frac{T}{2},\frac{T}{2}\right]$ 逐项积分得

$$\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}f(t)\cos n\omega tdt=\frac{A_0}{2}\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}\cos n\omega tdt$$

$$+\sum_{n=1}^{\infty}\left[A_n\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}\cos n\omega t\cos n\omega t dt\right.$$

$$\left.+B_n\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}\sin n\omega t\cos n\omega t dt\right]$$

化简上式，并注意到

$$\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}\cos l\omega t\cos m\omega t dt=\begin{cases}0, & l\omega\neq m\omega\\ T, & l\omega=m\omega\end{cases}$$

$$\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}\sin l\omega t\cos m\omega t dt=0,$$

得 $$A_n=\frac{2}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}f(t)\cos n\omega t dt\quad(n=1,2,3\cdots)\qquad(7\text{-}20B)$$

同理用 $\sin n\omega t$ 乘以展开式(7-19)，再逐项积分得

$$B_n=\frac{2}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}f(t)\sin n\omega t dt,\quad(n=1,2,3\cdots)\qquad(7\text{-}20C)$$

另外，函数 $f(t)$ 的傅里叶级数展开式也可写成

$$f(t)=C_0+\sum_{n=1}^{\infty}C_n\cos(n\omega t+\varphi_n)$$

同样

$$C_0=\frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}}f(t)dt$$

$$C_n=\sqrt{A_n^2+B_n^2}$$

$$\varphi_n=\arctan\left(\frac{B_n}{A_n}\right)$$

通常称 $C_n\cos(n\omega t+\varphi_n)$是 $f(t)$的一个谐波分量，只要 $f(t)$ 是一个确定的周期函数，则各次的谐波分量都可以应用

上面公式计算出来。这样一个周期函数分解为一系列简谐函数的过程称为谐波分析(或振动分析)。为了把分析结果形象化,我们以 ω 为横坐标,C_n 和 φ_n 为纵坐标,把 C_n 和 φ_n 与频率 ω 的关系画成图线如图(7-8)所示。由图可知,分别对应于频率为$\omega, 2\omega, \cdots, n\omega$的各个简谐振动的振幅 $C_1, C_2, \cdots, C_n$ 和相位角 $\varphi_1, \varphi_2, \cdots, \varphi_n$ 的数值,这是一组离散的垂直线。只是

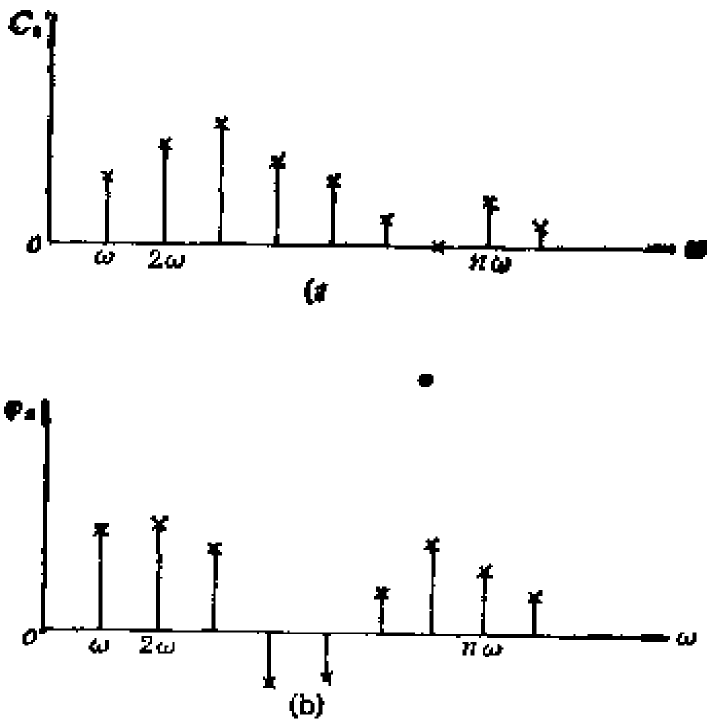


图 7-8　C_n, φ_n 与ω的关系图线

在各谐振频率为 $\omega, 2\omega, \cdots, n\omega$ 处,C_n 和 φ_n 才有确定的值。这样的图形称为傅里叶谱或波形频率谱。振动的时间历程,是在时间域上描述振动的规律,而振动的频率谱则是在频率域上描述振动的规律,即不同的频率有它对应的幅值和相位角。

傅里叶级数也可以用复数的形式来表示,如果函数 $f(t)$ 的周期$T=2\pi$时,则 $\omega=1$,而式(7-20B)和(7-20C)分别为

$$f(t)=\frac{A_0}{2}+\sum_{n=1}^{\infty}(A_n\cos nt+B_n\sin nt) \tag{7-21}$$

$$A_0=\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}f(t)dt$$

$$A_n=\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}f(t)\cos nt dt$$

$$B_n=\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}f(t)\sin nt dt$$

$$n=1,2,3,\cdots\cdots \tag{7-22}$$

利用关系式

$$e^{in\omega t}=\cos n\omega t+i\sin n\omega t \tag{7-23}$$

代入(7-20A)可得傅里叶级数的复数表达式

$$f(t)=\frac{A_0}{2}+\sum_{n=1}^{\infty}\left[\frac{A_n}{2}\cdot 2\cos\omega t+\frac{iB_n}{2}(-2i\sin n\omega t)\right]$$

$$=\frac{A_0}{2}+\sum_{n=1}^{\infty}\left[\left(\frac{A_n-iB_n}{2}\right)(\cos n\omega t+i\sin n\omega t)\right.$$

$$\left.+\left(\frac{A_n+iB_n}{2}\right)(\cos n\omega t-i\sin n\omega t)\right]$$

$$=\frac{A_0}{2}+\sum_{n=1}^{\infty}\left[\left(\frac{A_n-iB_n}{2}\right)e^{in\omega t}\right.$$

$$\left.+\left(\frac{A_n+iB_n}{2}\right)e^{-in\omega t}\right]$$

$$=\sum_{n=-\infty}^{\infty}C_n e^{in\omega t} \tag{7-24}$$

$$C_n=\frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}}f(t)e^{-in\omega t}dt$$

$$n=0,\pm1,\pm2,\cdots\cdots \tag{7-25}$$

$$
C_n = \begin{cases} \dfrac{A_n - iB_n}{2} & n > 0 \\ \dfrac{A_0}{2} & n = 0 \\ \dfrac{A_n + iB_n}{2} & n < 0 \end{cases}
$$

由上再一次可知，一个复杂的周期运动可以由很多个简谐运动的迭加来表示，这些简谐运动的频率是一组离散的频率。反过来任一周期函数也可以通过分解为傅里叶级数的方法，来分析它是由那些谐波分量所组成的。

爆炸地震效应引起的质点振动是一个非常复杂的非周期运动过程，可是它的振动频率并不离散，而是由 0 到∞之间连续变化。这就使得我们可以把波形分解成非常细的小段，确定它们的振动参数，然后用傅里叶积分的形式来表示。如果将式(7-22)中的积分变量 t 改变成参变量 τ 代入 (7-21) 式，则有

$$
\begin{aligned}
f(t) = \frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} f(\tau)d\tau + \sum_{n=1}^{\infty}\Bigg[\Bigg(\frac{2}{T} & \\
\cdot \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(\tau)\cos n\omega\tau d\tau\Bigg)\cos n\omega t & \\
+ \Bigg(\frac{2}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} f(\tau)\sin \omega\tau d\tau\Bigg)\sin \omega t\Bigg] &
\end{aligned}
$$

化简后得到

$$
f(t) = \frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} f(\tau)d\tau
$$

$$+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}}f(\tau)\cos n\omega(t-\tau)d\tau \quad (7-26)$$

根据狄义赫利条件，函数 $f(t)$ 的绝对值的积分存在，当 $T\to\infty$ 时

$$\frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}}|f(\tau)|d\tau\to 0$$

现在引用一个新的变量，在区间$(0,\infty)$上取等距离的值：

$$\alpha_1=\frac{2\pi}{T},\quad \alpha_2=\frac{2\cdot 2\pi}{T},\cdots,\alpha_n=\frac{n\cdot 2\pi}{T}$$

第 n 个谐和频率与相邻谐和频率之间的间隔为

$$\Delta\alpha=\alpha_n-\alpha_{n-1}=\frac{2\pi}{T}=\omega$$

则式(7-26)余下来的和可以写成

$$f(t)=\frac{1}{\pi}\int_0^{\infty}d\alpha\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)\cos\alpha(t-\tau)d\tau$$

上式用变量 ω 代替 α，可以改写为

$$f(t)=\frac{1}{\pi}\int_0^{\infty}d\omega\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)\cos\omega(t-\tau)d\tau \quad (7-27)$$

而傅里叶系数 $A(\omega)$ 和 $B(\omega)$ 为

$$A(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)\cos\omega\tau d\tau$$

$$B(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)\sin\omega\tau d\tau \quad (7-28)$$

可以把(7-27)式改写成复数形式。根据 (7-23) 的关系式，并由被积函数为奇函数在对称区间上的积分为零条件，则有

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}d\omega\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)\sin\omega(t-\tau)d\tau=0$$

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}d\omega\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)\cos\omega(t-\tau)d\tau\neq 0$$

将上式代入(7-27)式，即得傅里叶积分的复数形式

$$\begin{aligned}f(t)&=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}d\omega\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)\cos\omega(t-\tau)d\tau\\&=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}d\omega\left[\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)\cos\omega(t-\tau)d\tau\right.\\&\qquad\left.+i\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)\sin\omega(t-\tau)d\tau\right]\\&=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}d\omega\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)e^{i\omega(t-\tau)}d\tau\end{aligned}\qquad(7-29)$$

在上式中令 $F(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)e^{-i\omega\tau}d\tau$

则(7-29)式可改写为

$$f(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}F(\omega)e^{i\omega\tau}d\omega\qquad(7-30)$$

而函数 $F(\omega)$ 一般是复数形式，可表示为

$$F(\omega)=A(\omega)-iB(\omega)=\phi(\omega)e^{-i\varphi(\omega)}\qquad(7-31)$$

于是函数 $F(\omega)$ 可改写为

$$F(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)(\cos\omega\tau-i\sin\omega\tau)d\tau\qquad(7-32)$$

将(7-31)式与(7-32)式进行比较，可得

$$A(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)\cos\omega\tau d\tau$$

$$B(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}f(\tau)\sin\omega\tau d\tau$$

$$\phi(\omega)=\sqrt{[A(\omega)]^2+[B(\omega)]^2}\qquad(7-33)$$

$$\varphi(\omega)=\arctan\left[-\frac{B(\omega)}{A(\omega)}\right]\qquad(7-34)$$

如前所述，函数 $\phi(\omega)$ 称为函数 $f(t)$ 的傅里叶振幅谱，$\varphi(\omega)$ 称为函数 $f(t)$ 的傅立叶相位谱(其形象化的说明在图7-10中)，函数 $F(\omega)$ 为函数 $f(t)$ 的傅里叶变换，或为函数 $f(t)$ 的傅里叶谱. 所谓一个模拟记录的傅里叶谱系指它的傅里叶展开的系数对于周期的关系. 因而计算得出傅里叶系数，就可以给出模拟记录的傅里叶谱.

质点受到突加的扰动力而振动，由于阻尼作用，这种振动过程的持续时间总是有限的，因此在计算傅里叶系数时，只需在持续时间内根据精度要求选定时段求积，当然时段分得愈多愈细所得结果也愈精确. 但是如果得到的是一个地面测点的模拟记录，当需要了解整个振动过程的频谱特性时，则需要在整个持续时间内求积；当需要了解主振段的频谱特性时，则仅需选取主振段的时段求积.

在傅里叶谱中，每个谐波分量具有的成分 $D(\omega_i)$ 可由下式算得

$$D(\omega_i)=\frac{\phi(\omega_i)}{\sum_{i=1}^{n}\phi(\omega_i)} \tag{7-35}$$

式中 $\phi(\omega_i)$ 为地震波波形曲线中频率等于 ω_i 的傅里叶振幅谱值.

用傅里叶变换计算傅里叶系数的方法还是比较麻烦的，所以现在又提出了快速傅里叶变换法 (FFT)，快速傅里叶变换法比传统的算法要提高工效 $\frac{N^2}{2N\lg_2 N}=\frac{N}{2\lg_2 N}$ 倍，式中 N 是样品数目(前面所说的时段数目)，当 N 越大，节省的时间越显著. 例如 $N=2^4=16$ 时，提高 2 倍；$N=2^{10}=1024$ 时，提高 51.2 倍；$N=2^{20}=1048\times10^3$ 时，提高 26214 倍.

所以目前傅里叶快速变换法已被广泛使用。

四、感应波的地震效应

在第六章中我们阐述了一个地面爆炸，一方面产生压力波(地震波)直接从下层土中传播开去，另一方面又产生空气冲击波，而空气冲击波又对地面产生感应波，也向下层土传播，当时我们把这两种波统称为土中压缩波，而作为爆炸的地震效应来说，把这两种压力波称为地震波，前者为初始地震波，后者为感应地震波。在本章中我们也说明了，对于一个地下爆炸只产生初始地震波，而对于空中爆炸只产生感应地震波，只有在地面爆炸的情况下，既有初始地震波，又有感应地震波。由空气冲击波产生的感应地震波的参数。实际上，在第六章中也已经给出，现在再来说感应波的地震效应似有重复之嫌，但这是对同一个问题的两种不同角度的解释。

在紧挨着一个地面爆炸的中心区域，或一个地上(空中)爆炸的震中，感应地震波的强度是很大的，且它的地震效应通常是超过直接从装药爆炸传人下层土的初始地震波。感应波的效应必须在一个半径为 R_i 的圆环之内讨论研究，这个圆的中心与爆炸的中心相一致。半径 R_i 取决于空气冲击波的最大超压，而且 R_i 的大小也由感应波的地震效应等于初始地震波的效应这个条件来决定。所以感应波在 $R < R_i$ 的范围内，是有地震效应的，而在 $R > R_i$ 的范围中主要是初始波的地震效应。在地面上爆炸时，感应地震波强度的衰减，如同最大超压随离震中的距离衰减一样。

在感应波足够强的范围内，它的源——空气冲击波——将也可以强到全面地摧毁和破坏地面结构，对于这种类型的

结构，因为在感应地震波未到达之前，早已为空气冲击波所摧毁，所以根本不必去考虑感应波的地震效应。但是必须指出，与感应波同时作用的空气冲击波，必须附加这个效应，对于非线性和弹塑性体系，必须同时计算两种效应，但是不能应用迭加原理。

对于埋入下层土中的结构和地下结构，感应波的地震效应介绍如下。

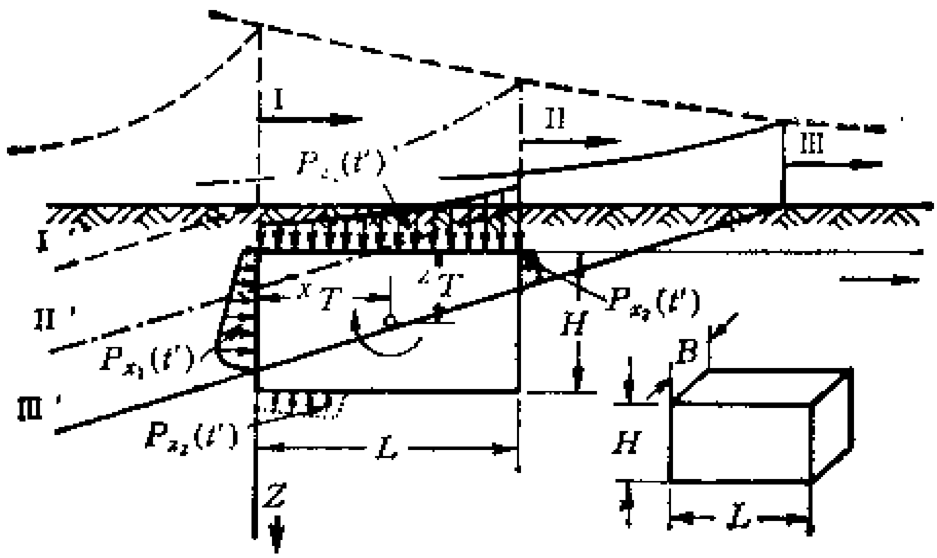
1. 垂直地震运动

考虑一个如图 7-9 所示的埋入地下的结构，结构的长、宽、高分别为 L, B, H，由空气冲击波所产生的感应波有一个稍为倾斜的阵面；但是在研究垂直运动时，可以把这个阵面认为是水平的(这样的假定，精度也是足够的)，埋入土层中的防护结构通常是高度(比之于宽和长)较小的，所以我们可以认为结构的上表面和土层的表面是相吻合的。把下层土理想化为两个均质的层(例如：上面是土壤，下面是岩石)，如果从下层到结构底部的距离比之于结构的平面尺寸不太大，则波绕过下层的影响是较小的，且在计算时可以使用在半柱上有一个变量特征阻抗(声阻抗)的质量模型(图 7-9(b)，该模型表示将一个土柱分成上下两半，其上半柱的声阻抗为 ρ_1c_1，下半柱的声阻抗为 ρ_2c_2)。质量的运动被认为是一个绝对刚体的运动；这个刚体 m 的密度是 ρ_s，声速是 $c_s = \infty$，且有 $\rho_sc_s = \infty$。声速 c 和密度 ρ 的乘积在前面我们已把它定义为波阻抗(特征阻抗)。

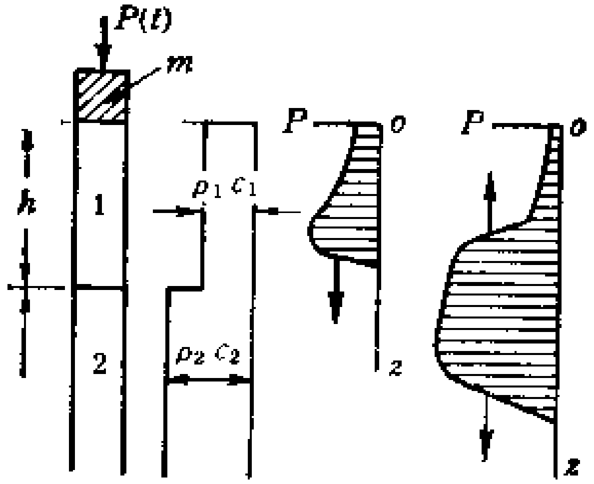
计算将假定在线弹性基础上进行的，根据第二章的应力波理论我们有

$$P(t) = \rho c u(t) = \rho c \dot{V}(t) \qquad (7-36)$$

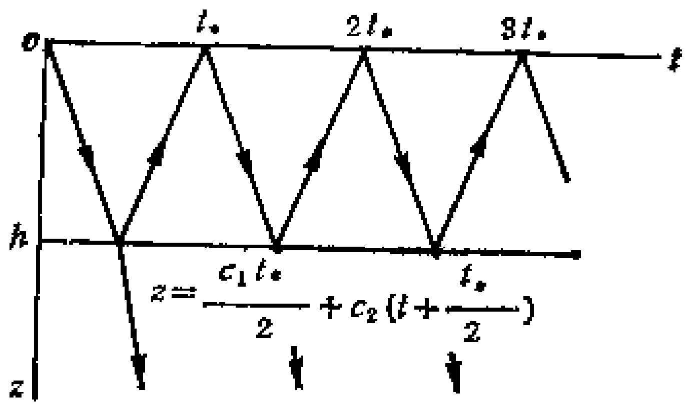
式中 $P(t)$ 是压力，大写 $V(t)$ 是位移函数，小写 $u(t)$ 是波



（a）结构上感应波的效应



（b）第一次反射以前和以后压力的分布



（c）在（z,t）座标中压力波阵面的运动

图 7-9 感应波的运动和效应

中质点速度的函数。

如果一个在介质 1 传播的平面弹性波 $P(t)$，垂直碰撞在介质 1 和 2 的界面上(图 7-11(b)，因为 $\rho_1 c_1 \neq \rho_2 c_2$)；它分裂为二个波，一个波通过界面进入介质 2，我们叫它为透射波或侵入波，一个波反射回到介质 1，我们称它为反射波。对于侵入波压力 $P_2'(t)$ 和反射波压力 $P_1'(t)$ 的公式是(见第二章公式 2-50)

$$P_2'(t) = \frac{2}{1 + \left(\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}\right)} P(t)$$

$$P_1'(t) = \frac{1 - \left(\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}\right)}{1 + \left(\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}\right)} P(t) \tag{7-37}$$

根据第二章的知识，我们可以知道侵入波 $P_2'(t)$ 总是与入射波 $P(t)$ 有相同的符号，如果入射波 $P(t)$ 是一个压力波，则侵入波将也是一个压力波。如果入射波是一个拉伸波，侵入波将也是一个拉伸波。而反射波的符号，则与比率 $\rho_1 c_1/\rho_2 c_2$ 有关。对于一个入射压力波，如 $\rho_1 c_1 < \rho_2 c_2$，反射波将是一个压力波，如果 $\rho_1 c_1 > \rho_2 c_2$，则反射波将是拉伸波，在 $\rho_1 c_1 = \rho_2 c_2$ 时，将不发生反射。

公式(7-36)和(7-37)也可以决定侵入波和反射波中的质点速度，因为在一个线弹性介质中，可以应用迭加原理，界面上的阵面压力是等于反射波和入射波中压力之和。

我们现在研究如图 7-9(b) 所示的土柱中的应力波，并假定土柱的质量 m 受到根据任意规律随时间变化的力 $P(t)$ 的作用，如果土柱的质点以速度 u 朝下运动，而方程(7-36)给出

的压力 $P_h(t)=\rho_1 c_1 \dot{V}(t)$ 将作用在底层节点(接缝)上，所以质量 m 的运动方程将是

$$m\frac{d^2V(t)}{dt^2}+\rho_1 c_1 F\frac{dV(t)}{dt}=P(t) \qquad (7-38)$$

式中 $V(t)$ 是位移(朝下方向为正)，而 F 是底层节点的接触面积。

因为底层节点中的压力由表达式 $P_h(t)=\rho_1 c_1 \dot{V}(t)=\rho_1 c_1 u(t)$ 给出，又因为 $\dot{P}_h(t)=\rho_1 c_1 \ddot{V}(t)=\rho_1 c_1 \dot{u}(t)$，方程(7-38)可以改写为

$$\frac{dP_h(t)}{dt}+\frac{\rho_1 c_1 F}{m}P_h(t)=\frac{\rho_1 c_1}{m}P(t) \qquad (7-39)$$

假定在时间 $t=t'$ 时，在质量上作用有一个瞬时冲量 $P(t')\cdot dt'$，于是，在 $t\geqslant t'$ 时，方程(7-39)的解有下面的形式

$$dP_h=\frac{\rho_1 c_1}{m}P(t')\exp\left[-\frac{\rho_1 c_1 F}{m}(t-t')\right]dt' \qquad (7-40)$$

如果 $P(t)$ 继续变化，我们有

$$P_h(t)=P_{h_1}(t)=\frac{\rho_1 c_1}{m}\int_0^t P_1(t')\cdot\exp\left[-\frac{\rho_1 c_1 F}{m}(t-t')\right]dt' \qquad (7-41)$$

式中 $P_1(t')=P(t)$，一旦通过力 $P(t)$ 作用的质量 m 开始朝下运动，一个压力波即从土柱和质量的接触点以速度 c_1 传播。在时间 t，深度 z 处的压力是根据方程(7-41)由下面表达式给出

$$P_1(z,t)=\frac{\rho_1 c_1}{m}\int_0^{t-z/c_1} P_1(t')\cdot\exp\left[-\frac{\rho_1 c_1 F}{m}(t-z/c_1-t')\right]dt'$$

$$t \geqslant z/c_1 \tag{7-42}$$

在土柱中，压力波是由质量m的运动而引起。在界面$\overline{12}$入射之后，波被分裂成二个，一个波侵入介质2，而另一个波反射回到介质1，而侵入波在介质2中传播到无限远，由$p(t)$所给于侵入波的能量就此损失掉了，这部分能量不能返回到运动质量上。

反射波回到运动质量上，由于相互作用之后，它又反射为一个反射波，此时一个新的波又开始朝下面方向传播，它在界面$\overline{12}$入射之后，再次分裂成一个波侵入介质2，而另一个波反射回介质1，这样反复循环的波的过程，在坐标(z, t)平面中波阵面的运动，如图7-9(c)所示。图中任何一个瞬时t_*是表示当一个新的波从界面$\overline{12}$反射，并碰撞在底层节点上。

由方程(7-41)决定的压力$P_{s1}(t)$将一直作用到反射波到达底层节点上时，即在区间$0 \leqslant t \leqslant t_*$之内作用。而在反射波阵面碰撞在底层节点上的瞬时，开始有一个附加的运动，这个运动将是现在要讨论的。

反射波与方程(7-42)所决定的波有相同的外形，然而乘以系数

$$k_{21} = \frac{1 - \dfrac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}}{1 + \dfrac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}} \tag{7-43}$$

时压力的数值要更低。

(7-43)式中的系数k_{21}其物理意义和第二章中的反射系数F是完全一样的。

从反射波到又入射所经历过的时间用$t_2 = t - t_*$来表示，并已知质量的运动由方程(7-38)给出，式中的$P(t)$必须

用波作用在底层节点上的力来代替，并假定在时间 $t=0$ 时，质量 m 是静止的，于是

$$P_2(t_2) = -2k_{21}FP_{k_1}(t_2') \tag{7-44}$$

然后在时间 $t>t_*$ 时，在底层节点上的附加压力由下面方程给出

$$P_{k2}(t_2) = \frac{\rho_1 c_1}{m}\int_0^{t_2} P_2(t_2)^2 \exp\left[-\frac{\rho_1 c_1 F}{m}(t_2 - t_2')\right] dt_2' \tag{7-45}$$

这样，一个新的反射波从底层节点朝下方向扩展，假定质量是静止的，波是由质量 $P_{k2}(z, t_2)$ 的运动而引起，于是

$$P_2\left(t_2 - \frac{z}{c_1}\right) = P_{k2}\left(t_2 - \frac{z}{c_1}\right) + k_{21}P_{k1}\left(t_2 - \frac{z}{c_1}\right) \tag{7-46}$$

这个波是从界面 $\overline{12}$ 中反射，其反射方法与方程(7-42)的波相同，但由于能量的损失已变得较弱，且再次返回到质量上，以致引起质量的附加运动，这个附加运动在底层节点上产生一个附加压力。与方程(7-42)相类似，在区间 $t \geqslant 2t_*$ 之内，我们得到下面关系式

$$P_{k_3}(t_3) = \frac{\rho_1 c_1}{m}\int_0^{t_3} P_3(t_3')\exp\left[-\frac{\rho_1 c_1 F}{m}(t_3 - t_3')\right] dt_3'$$

$$P(t_3') = -2k_{21}FP_2(t_3'), \quad t_3 = t - 2t_* \tag{7-47}$$

式中 $P_2(t_3')$ 是表示由方程(7-46)给出的压力，其中用 t_3' 来代替 $t_2 - \dfrac{z}{c_1}$。

在底层节点上又反射了下面这个波

$$P_3\left(t_3 - \frac{z}{c_1}\right) = P_{k_3}\left(t_3 - \frac{z}{c_1}\right) + k_{21}P_2\left(t_3 - \frac{z}{c_1}\right)$$

$$t_3 \geqslant z/c_1 \tag{7-48}$$

使用上面相同的方法，在时间区间 $t \geqslant (j-1)t_*$ 之内，我们就可以得到底层节点中的附加压力：

$$p_{bj}(t_j) = \frac{\rho_1 c_1}{m}\int_0^{t_j} p_{(j)}(t'_j)\exp\left[-\frac{\rho_1 c_1 F}{m}(t_j - t'_j)\right]dt'_j \tag{7-49}$$

$$p_{(j)}(t'_j) = -2K_{21}F p_{(j-1)}(t'_j) \tag{7-50}$$

$$p_{(j-1)}(t'_j) = p_{b(j-1)}(t'_j) + k_{21}p_{(j-2)}(t'_j) \tag{7-51}$$

$$t_j = t-(j-1)t_*;\quad t'_j = t'-(j-1)t_* \tag{7-52}$$

由于对各个区间中附加压力的迭加，我们得到在底层节点中不同时间的总压力，关系式是：

$$0 \leqslant t \leqslant t_*;\qquad p_b(t) = p_{b_1}(t_1);\quad t = t_1$$

$$t_* \leqslant t \leqslant 2t_*;\quad p_b(t) = p_{b_1}(t_1) + 2k_{21}p_1(t_2) + p_{b_2}(t_2);$$

$$p_1(t_2) = p_{b_1}(t_2)$$

$$2t_* \leqslant t \leqslant 3t_*;\quad p_b(t) = p_{b_1}(t) + 2k_{21}p_1(t_2) + p_{b_2}(t_2) + 2k_{21}p_2(t_3) + p_{b_3}(t_3) \tag{7-53}$$

$$(k-1)t_* \leqslant t \leqslant kt_*;$$

$$p_b(t) = \sum_{i=1}^{k} p_{bi}(t_i) + 2k_{21}\sum_{i=1}^{k-1} p_{(i)}(t_{i+1}) \tag{7-54}$$

将在土柱中传播的波的压力相加，我们得到在 t 时间，深度 $z=h$ 的总压力

$$0 \leqslant t \leqslant \frac{1}{2}t_*;\quad p(z,t) = p_{b_1}\left(t-\frac{z}{c_1}\right);\quad t \geqslant \frac{z}{c_1}$$

$$\frac{1}{2}t_* \leqslant t \leqslant t_*;\quad p(z,t) = p_{b_1}\left(t_1 - \frac{z}{c_1}\right) + k_{21}p_{b_1}\left(t_1 - \frac{2h-z}{c_1}\right);$$

$$t_1 \geqslant \frac{2h-z}{c_1}$$

$$t_* \leqslant t \leqslant \frac{3}{2}t_*;\quad p(z,t) = p_{h_1}\left(t_1 - \frac{z}{c_1}\right) + k_{21}p_1\left(t_1 - \frac{(2h-z)}{c_1}\right) + p_2\left(t_2 - \frac{z}{c_1}\right)$$

$$t_2 \geqslant \frac{z}{c_1} \tag{7-55}$$

$$(k-1)t_* \leqslant t \leqslant \left(k-\frac{1}{2}\right)t_*;$$

$$p(z,t) = \sum_{j=1}^{k} p_j\left(t_j - \frac{z}{c_1}\right) + k_{21}\sum_{j=1}^{k-1} p_j\left(t_j - \frac{2h-z}{c_1}\right);$$

$$t_k \geqslant \frac{z}{c_1}$$

$$\left(k-\frac{1}{2}\right)t_* \leqslant t \leqslant kt_*$$

$$p(z,t) = \sum_{j=1}^{k}\left[p_j\left(t_j - \frac{z}{c_1}\right) + k_{21}p_j\left(t_j - \frac{2h-z}{c_1}\right)\right];$$

$$t_k \geqslant \frac{2h-z}{c_1} \tag{7-56}$$

一个相似的方法，我们可以导出下层 2（即 ρ_2c_2 的土层）中的压力，得到

$$p(z,t) = k_{12}\sum_{j=1}^{k} p_j\left(t_j - \frac{1}{2}t_* - \frac{z-h}{c_2}\right)$$

$$z \geqslant h,\quad t_k \geqslant \frac{1}{2}t_* + \frac{z-h}{c_2} \tag{7-57}$$

式中 k_{12} 是从介质 1 侵入到介质 2 的系数，相当于第二章中的透射系数 (T)，由公式(2-50)得出

$$k_{12}=\frac{2}{1+(\rho_1 c_1/\rho_2 c_2)} \tag{7-58}$$

质量的运动，由各个局部运动之和给出，从方程(7-50)可得各个附加运动 $V_i(t)$ 的值如下

$$0\leqslant t_1\leqslant t_*;\quad V_1(t_1)=\frac{1}{\rho_1 c_1}\int_0^{t_1}p_{k_1}(t)dt$$

$$t_*\leqslant t_2\leqslant 2t_*;\quad V_2(t_2)=\frac{1}{\rho_1 c_1}\int_0^{t_2}p_{k_2}(t_2)dt_2$$

$$(j-1)t_*\leqslant t\leqslant jt_*;\quad V_j(t_j)=\frac{1}{\rho_1 c_1}\int_0^{t_j}P_{kj}(t_j)dt_j \tag{7-59}$$

于是合成运动是

$$V(t)=\frac{1}{\rho_1 c_1}\sum_{j=1}^{k}\int_0^{t_j}p_{k_j}(t_j)dt_j$$

$$(k-1)t_*\leqslant t\leqslant kt_*,\quad t_j=t-(j-1)t_* \tag{7-60}$$

如果 $\rho_2 c_2\gg\rho_1 c_1$，结构的垂直运动可以由运动方程的解来决定

$$m_n\frac{d^2V(t)}{dt^2}+\mathscr{R}\frac{dV(t)}{dt}+\bar{C}V(t)=p(t)$$

式中：$m_n=m+\frac{\rho_1 Fh}{3}$，$m$ 是结构的质量，$\frac{\rho Fh}{3}$ 是相当于土层 1 中土柱的质量，$\bar{C}=\rho_1 c_1^2 F/h$ 是土层 1 的刚度系数，而 $\mathscr{R}$ 是阻尼系数。

2. 水平地震运动

根据图 7-9a，水平地震运动是由下面方程决定的

$$m\frac{d^2V_x(t)}{dt^2}+\mathscr{R}\frac{dV_x(t)}{dt}+\bar{C}_xV_x(t)=P_x(t) \quad (7-61)$$

式中 $V_x(t)$ 是结构在水平方向中的位移，$\bar{C}_x$ 是下层土的刚度系数，$P_x(t)$ 是水平力，表示如下：

$$P_x(t)=\int_0^t P_{x_1}(t')BC_xdt' \quad (t\leqslant L/C_x) \quad (7-62)$$

$$P_x(t)=\int_0^t P_{x_1}(t')BC_xdt'-\int_0^{t-(L/C_x)}P_{x_2}(t')BC_xdt'$$

$$(L/C_x\leqslant t\leqslant H/C_x)$$

$$P_x(t)=\int_{t-(H/C_x)}^t P_{x_1}(t')BC_xdt'$$

$$-\int_0^{t-(L/C_x)}P_{x_2}(t')BC_xdt';$$

$$(t\geqslant H/c_x)$$

$$P_x(t)=\int_{t-(H/C_x)}^t P_{x_1}(t')dt'$$

$$-\int_{t-(L/C_x)-(H/C_x)}^{t-(L/C_x)}P_{x_2}(t')BC_xdt'$$

$$\left(t\geqslant\frac{L}{C_x}+\frac{H}{C_x}\right) \quad (7-63)$$

式中：H、B、L 分别是结构的高度、宽度、长度，$C_x=C_m$ 是空气冲击波的阵面速度，C_x 是土中压缩波的传播速度，$P_{x_1}(t')$ 是作用在结构前墙上的超压，$P_{x_2}(t')$ 是作用在结构后墙上的超压，t 是当入射波的阵面到达结构左面上拐角的瞬时测得的时间，而 t' 是中间的时间，$0\leqslant t'\leqslant t$，超压 $P_{x_1}(t')$ 和 $P_{x_2}(t')$ 是根据前面一章中的公式决定的。

3. 旋转地震运动

根据图 7-9(a) 结构的旋转地震运动是由下面的运动方程决定

$$I\frac{d^2\xi(t)}{dt^2}+\mathscr{K}\frac{d\xi(t)}{dt}+\bar{C}_\xi\xi(t)=M(t) \qquad (7\text{-}64)$$

式中 I 是对结构的重力中心轴所取的惯性矩，$\xi(t)$ 是绕着重力轴旋转的角度，$\bar{C}_\xi$ 是结构的刚度系数，而 $M(t)$ 是感应波产生的转矩，表示如下

$$\begin{aligned}M(t)=&\int_0^t BC_xP_{x_1}(t')[C_x(t'-t)+z_T]dt'\\&-\int_0^t BC_xP_{x_1}(t')[C_x(t'-t)+x_T]dt'\\&\qquad (t\leqslant L/C_x)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}M(t)=&\int_0^t BC_xP_{x_1}(t')[C_x(t'-t)+z_T]dt'\\&-\int_0^{t-(L/C_x)} BC_xP_{x_1}(t')[C_x(t'-t+L/C_x)\\&+z_T]dt'\\&-\int_{t-(L/C_x)}^t P_{x_1}(t')BC_x[x_T-C_x(t-t')]dt'\\&\qquad \left(\frac{L}{C_x}\leqslant t\leqslant \mathscr{H}/C_x\right)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}M(t)=&\int_{t-(H/C_x)}^t BC_xP_{x_1}(t')[C_x(t'-t)+z_T]dt'\\&-\int_0^{t-(L/C_x)} BC_xP_{x_2}(t')\left[C_x\left(t'-t+\frac{L}{C_x}\right)\right.\\&\left.+z_T\right]dt'\\&+\int_0^{t-(H/C_x)} P_{x_1}(t')BC_x\left[x_T\right.\\&\left.-C_x\left(t-t'-\frac{\mathscr{H}}{C_x}\right)\right]dt'\\&-\int_{t-L/C_x} P_{x_1}(t')BC_x[x_T-C_x(t-t')]dt'\end{aligned}$$

$$\left(t \geqslant \frac{\mathscr{H}}{C_z}\right)$$

$$
\begin{aligned}
M(t) = & \int_{t-(H/C_z)}^{t} B C_z P_{z_1}(t')[C_z(t'-t)+z_T]\,dt' \\
& - \int_{t-(L/C_x)-(H/C_z)}^{t-(L/C_x)} B C_z P_{z_2}(t') \\
& \cdot \left[C_z\left(t'-t+\frac{L}{C_x}\right)+z_T\right] dt' \\
& + \int_{t-(H/C_z)-(L/C_x)}^{t-(H/C_z)} P_{x_1}(t') B C_x \\
& \cdot \left[x_T - C_x\left(t-t'-\frac{\mathscr{H}}{C_z}\right)\right] dt' \\
& - \int_{t-(L/C_x)}^{t} P_{x_1}(t') B C_x [x_T - C_x(t-t')]\,dt'
\end{aligned}
$$

$$\left(t \geqslant \frac{L}{C_x} + \frac{\mathscr{H}}{C_z}\right) \tag{7-65}$$

式中 z_T 和 x_T 是结构重力中心的坐标，$P_{z_1}(t')$ 是作用在结构上表面上的超压，$P_{z_2}(t')$ 是作用在结构下表面上的超压。

§7-3　爆炸地震的震级

一、爆炸地震的烈度和震级

爆炸源产生的爆炸地震与地球构造上断层的破裂错位引起的天然地震是有差别的，前者爆源浅，能量小；后者震源深，能量大。由于一般的工程爆破都发生在地表（相对于天然地震而言），能量损耗较大，因此爆破地震波随距离增加而衰减比自然地震要快。即使是药量在万吨以上的大爆破，也仅在

爆源附近1公里之内有较强烈的反应，当然由此引起的爆炸地震波可以传播到1000公里以外，但是这种地震波只能在精密的地震仪上测到，而不能对任何建筑物起到破坏作用，我们所讲的1公里左右内有强烈的反应是指爆炸地震波尚有较大的破坏作用。

由此人们把爆破地震与天然地震之间的相似与差异作了一个比较，它们的相似之处，是两者的能量释放都以地震波的形式向外传播，引起地震动，造成结构物的破坏；两者的地震动强度均明显地与震源能量（药量或标志地震能量的震级）、震源距有关；两者的地震动参数都受地质地形等因素的影响，由于这些相似性，所以目前一些地震学家均用爆炸的地震效应来模拟天然地震，进行实验研究。最近地震学家们发现在地震发生前，有波速比 v_p/v_s 异常的前兆，所以有人提出可用波速比异常来预报地震。虽然科学家们对用测定波速比的异常来预报地震尚有争论，但是波速比可用爆破的方法来测得，这无异给科学家们对预报地震提供了一个有力的手段。特别是随着国家四化建设的飞跃发展，工业上的开矿、采石、开挖土方等等都为地震科学工作者提供了有利的试验研究场地。

但是，从地震动记录的分析来看，爆炸地震与天然地震也有显著的差异，爆炸地震波有如下的特点：

(1) 幅值高，衰减快。目前世界上记录到的天然地震加速度最大值约为1.3g，而在大爆破的近区测得的加速度高达25.3g。但是爆破震动衰减很快，破坏区范围很小。

(2) 振动频率高。天然地震动的加速度的主频率大都在2—5周/秒，很少超过10周/秒，但爆破地震动的加速度主频率大都在10—30周/秒，有的甚至高达50周/秒。与普通工程结构的自振（基振）频率相比，前者与它相接近，后者则比它

表 7-4 地震烈度表

烈度	主要标志：天然地震	主要标志：爆破地震	最大水平加速度 (cm/s²)
1	人没有感觉，只有仪器才能感觉到	同左	<0.25
2	个别完全静止中的人才能感觉到	同左	0.25—0.5
3	室内少数静止中的人才能感到，悬挂物有时轻微摇动	某些人或知道爆破的人才能感觉到	0.5—1.0
4	室内大多数和室外少数人有感觉，少数人从梦中惊醒，门窗、顶蓬有时轻微作响	多数人感到振动，玻璃作响	1.0—2.5
5	室内几乎所有人和室外大多数人都能感觉到，多数人从梦中惊醒，挂钟停摆，不稳物体反倒或落下，墙上灰粉撒落抹灰层上可能有细小裂缝	陈旧的建筑物损坏，抹灰撒落	2.5—5.0
6	一般民房和简陋棚窑少数破坏，甚至倾倒，潮湿疏松土里有裂缝，山区偶有不大滑坡	抹灰中有细裂缝，建筑物发现变形	5.0—10
7	民房大多损坏，少数破坏，坚固民房可能破坏，烟囱顶部破坏，井泉水位变化	建筑物中等程度损坏，抹灰，墙壁及烟囱裂缝，抹灰成块掉落	10—25
8	民房多数坏，少数倒，坚房、碑石，纪念物坏或倒；松土或湿土裂缝 10 厘米以上；有泥砂水喷出，土石松散处有大崩滑：人畜有伤亡	同上	25—50
9	民房多数倒，坚房多数坏，少数倒	建筑坏，大裂缝，墙段下沉	50—100
10	坚房多数倒；地裂成带，长达几公里有时穿过坚实岩石		
11	房屋遍毁，山区大规模滑坡，地表垂直和水平大断裂，地下水剧烈变化	建筑破坏和倒塌	250—500
12	广大地区内，地形，地表水系及地下水剧烈变化，动植物遭毁灭		500—1000

高得多。

(3) 持续时间短。爆破地震的主震段持续时间一般不超过 0.5 秒，短者小于 0.1 秒，比天然地震要短得多。

我国舟山地震台从记录到的海上爆破的地震波形发现：水中爆破的 P 波振幅较天然地震的 P 波强些，而 S 波甚为微弱；水中爆破的 S 波平均周期较天然地震周期为大；爆破地震波波整齐、光滑(毛刺少)、衰减快；爆破地震波视速度 v 低于天然地震波。

天然地震加速度最大值平均为 $0.1g$ 时，一般会造成房屋一定程度的破坏，而爆破地震加速度最大值为 $1.0g$ 时，才会引起房屋的轻微破坏，这与爆破地震的频率高，持续时间短，幅值衰减快等特点是有很大关系的。

对于爆破地震波对建筑物的破坏作用的大小，一般以震级和烈度来表示。可是如前所述，到目前为止，国际上还没有一个统一的标准，各国都有自己的地震震级和烈度的表示方法，我们现在给出有关数据作为参考，但不能作为唯一的依据。

表(7-4)给出了地震的烈度表，其中的天然地震烈度是我

表 7-5 爆破振动的振幅、速度、加速度对人作用的极限值

频率 (Hz)	振幅 (mm)	速度 (mm/s)	加速度 (mm/s²)
3	1.8—1.2	24—23	645—420
5	0.45	14.1	450
8	0.15	7.5	390
10	0.13	8.4	520
20	0.07	8.7	1080
40	0.024	6.0	1500
60	0.019	6.9	2640
80	0.014	6.9	3480
100	0.009	5.7	3550

国国家的统一标准。

(表 7-5) 列出了按劳动卫生条件，爆破振动对人作用的振幅、速度和加速度值

表 7-6 振动对人的作用与各种频率时的速度和加速度关系

对人的作用特征	1<f<10Hz 时 加速度值 (mm/s^2)	1<f<10Hz 时 速度值 (mm/s)
无感觉	10	0.16
轻微感觉	10—24	0.16—6.4
较大的感觉	126—400	2.1—6.4
有害的长期谐振动	1000	16
容许的爆破振动	1000	16

二、爆破振动的破坏判据

前面我们已介绍了衡量爆破振动强度的物理量是位移、速度和加速度，但是在振动过程中到底这些物理量达到多大程度时才算是破坏呢？这就要分别确定它们的临界值，以便判别一个爆破振动强度的大小。超过这个临界值建筑物，构筑物或岩体等就要遭受破坏。这些位移、速度和加速度的临界值，统称爆破地震的破坏判据。我国目前对于引起破坏的各种临界值尚无统一规定，下面介绍一些国内外的有关资料，可作为读者在进行这方面工作时的参考。

1. 临界速度

(1) 对于建筑物的临界速度

美国矿业局建议采用 5 厘米/秒，当质点振动速度大于 5 厘米/秒时，建筑物抹灰墙脱落或开始出现裂缝，美国许多州的法规就采用了这个判据。苏联学者 M. A. 萨道夫斯基认

为建筑物的临界速度应取10厘米/秒，其他尚有各种破坏判据，这里不一一阐述(见表7-7)。

(2) 岩体的临界速度

U. 兰格福尔斯 (U. Langefors) 认为:

$v=30.48$ 厘米/秒　　岩石崩落;

$v=60.96$ 厘米/秒　　岩石破碎。

而中国科学院地球物理所的研究人员认为:

$v=10—15$ 厘米/秒，一般平房开始轻微破坏;

$v>30$ 厘米/秒，一般的破坏;

$v>60—70$ 厘米/秒，建筑物严重破坏，基石露头出现裂缝。

在国内矿山爆破的实践中表明，质点垂直振动速度在15厘米/秒以下，巷道不会发生破坏只有浮石被震落，在完整坚硬的岩石中更无破坏迹象。对不稳定的岩石，当垂直速度>25厘米/秒时，便产生塌方，节理张开，出现错位和裂隙；而对于稳定的岩石则在垂直速度大于40—50厘米/秒时才出现中等程度的破坏现象。因此对于一般矿山开采的巷道(坑道)可给出下列临界速度。

岩石稳定的巷道；$v_{垂直}\ngtr 40$ 厘米/秒。

岩石中等稳定的巷道；$v_{垂直}\ngtr 30$ 厘米/秒。

不稳定岩石，但有良好支护的巷道；$v_{垂直}\ngtr 20$ 厘米/秒。

2. 临界加速度

美国矿业局提供的加速度 a (前面提到的 g 是加速度的单位，这里用物理学上习惯的符号 a) 的数据为:

$a>1g$，建筑物破坏;

$0.1g<a<1g$，引起注意;

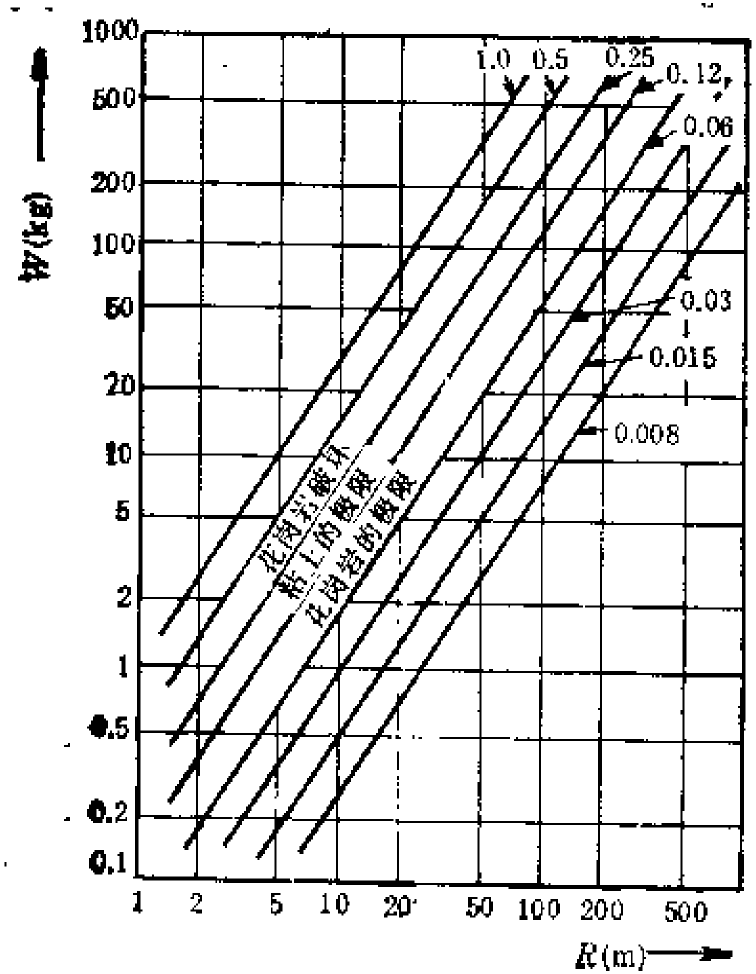
$a<0.1g$，无破坏。

表 7-7　爆破地震的破坏判据

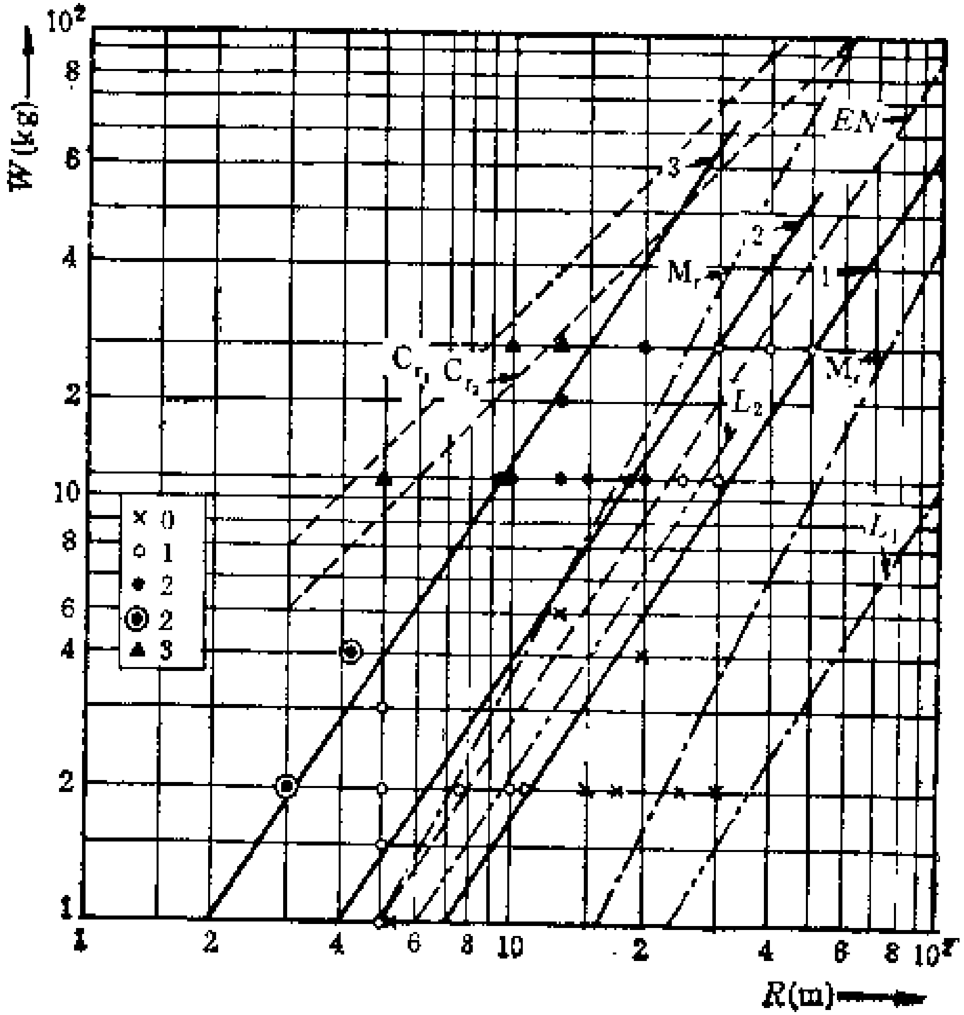
序号	研究者	标准 (cm/s)	建筑物破坏程度
1	U. 兰格福尔斯 B. 基尔斯特朗 H. 韦斯特伯格	$v=7.1$ $v=10.9$ $v=16$ $v=23.1$	无破坏 细的裂缝，抹灰脱落 开裂 严重开裂
2	A. T. 爱德华兹 T. D. 诺思伍德	$v\leqslant 5.08$ $v=5.08—10.2$ $v>10.2$	安全 可能发生破坏 破坏
3	A. 德沃夏克	$v=1.0\sim3.0$ $v=3.0\sim6.1$ $v>6.1$	开始出现细小裂缝 抹灰脱落，出现细小裂缝 抹灰脱落，出现大裂缝
4	美国矿务局	$v\leqslant 5.1$ $5.1\leqslant v\leqslant 13.6$ $v>13.6$	无破坏 轻微破坏 破坏
5	M. A. 萨道夫斯基	$v<12—14$	安全
6	U. 兰格福尔斯	$v=30.5$ $v=60.96$	岩石崩落 岩石碎裂
7	L. L. 奥里阿德	$v=5.1—10.2$ $v=61.0$	岩石边坡稳定 大量岩石损坏
8	Г. Г. 尤雷维奇	$v=34—50$ $v=17—50$ $v=3—10$	坚硬岩石中等破坏(裂缝间距大于 1 米) 中硬矿石强烈破坏(裂缝间距大于 0.2—1.0m) 低强度矿石破坏(软层面与岩石面接触不良)

在评价爆炸振动对建筑物、构筑物的危害时，除用位移、速度和加速度以外，还应考虑振动的持续时间，振动频率与建筑物的自振频率之间的关系。

爆破地震破坏判据，各国有关研究工作者所得结果列于



(a) 根据兰格福尔斯和基尔斯特朗的资料



(b) 根据其他作者的资料

图 7-10 地震震级与装药、距离之间的关系

0-无破坏 1-有点破坏的征兆 2-较小的破坏 2′-支承粘土中开裂 3-严重破坏

表(7-7)中。

另外，U. 兰格福尔斯和 B. 基尔斯特朗(B. Kihlströn)把地震级别和爆心距，装药之间的关系绘制成图 7-10(a)、(b)的曲线，图中 (a) 是根据兰格福尔斯和基尔斯特朗的破坏判据绘制的曲线，(b) 是根据其他作者的破坏判据绘制的曲线。图中曲线 0 是无破坏，曲线 1 是出现有破坏的征兆，曲线 2 有较小的破坏，曲线 2′ 是支承粘土开裂，曲线 3 是有较严重的破坏，曲线 M_c 要注意在粘土上的建筑物，M_r 要注意在岩石上的建筑物，曲线 C_{r_1} 要注意、留心，曲线 C_{r_2} 破坏，曲线 L_1 灰幔破坏，曲线 L_2 在圬工（由混凝土、砧等砌筑的墙体等）中开始开裂。

图 7-10 中的曲线的相应的效应列出于表 (7-8)。

表 7-8　地震级别 $W/R^{3/2}$ 与振动的最大速度之间的关系

$W/R^{3/2}$ 千克/米$^{3/2}$	v_m(mm/s)	建筑物的破坏特征
0.008	30	灰幔的落下，不产生开裂
0.015	50	不出现开裂
0.02	70	不出现开裂
0.06	100	小裂缝
0.12	150	大裂缝
0.25	225	产生裂缝
0.50	300	隧道和方石圬冲石块的落出
1.00	—	岩石中开裂

C. B 麦德维捷夫 (Медведев) 于 1967 年提出了一个爆破地震烈度表，为了与表(7-4)进行对照，特列出于表(7-9)中。

表(7-9)中 $\bar{v}_{max}$ 为爆破地面震动最大速度的平均值。质点沿径向的最大震动速度可由下式表示：

表 7-9 爆破地震烈度表

烈度	震动的特征	$\bar{v}_{max}$ (cm/s)	S (cm/s)	$\bar{R}$ (m/kg$^{1/3}$)
1	只有仪器才能记录到振动	<0.2	≤0.2	<100
2	人在静止状态下有时感觉到振动	0.2—0.4	0.3—0.6	63—100
3	一些人或知道有爆破的人感觉到有振动	0.4—0.8	0.6—1.2	40—63
4	许多人注意到振动；窗户玻璃作响	0.8—1.5	1.2—2.5	25—40
5	粉刷的灰粉散落；欲倒塌的房屋破坏	1.5—3.0	2.5—5.0	16—25
6	抹灰层有细小裂缝；歪的房屋破坏	3.0—6.0	5.0—10.0	10—16
7	处于良好状态的房屋破坏，如抹灰层开裂，抹灰层成片掉落，墙上有细小裂缝，炉壁和烟囱开裂	6.0—12.0	10.0—20.0	6.3—10
8	房屋严重破坏，如承重结构和墙开裂，隔板大裂，烟囱和抹灰层掉落	12.0—24.0	20.0—40.0	4.0—6.3
9	房屋毁坏，即墙大裂，砧石剥落，墙局部倒下	24.0—48.0	40.0—80.0	2.5—4.0
10—12	房屋大量毁坏和倒塌	>48.0	>80.0	<2.5

$$v_{max}=k\sqrt{\frac{g}{\rho\tau c}}\cdot\bar{R}^{-1.5}\quad（厘米/秒）\qquad(7\text{-}66)$$

式中：$k=7.5\times10^4$ 厘米，为与场地有关的经验系数；

ρ 为介质密度，单位为千克/米^3；

g 为重力加速度，单位为米/秒^2；

τ 为地面振动周期，单位为秒；

c 为波的传播速度，单位为米/秒；

$\bar{R}=\frac{R}{\sqrt[3]{W}}$ 为对比距离或折算距离，单位为米/千克$^{\frac{1}{3}}$；

R 为爆心距，单位为米。

谱烈度 S 为从周期 $T_1=0.15$ 到 $T_2=0.8$ 秒范围内，假定阻尼比为 0.05，即 $D=0.05$ 时的最大速度反应的平均值。周期在 0.15 至 0.8 之间的速度反应谱曲线上面的面积平均值可表示为

$$S=\frac{1}{T_2-T_1}\int_{T_1}^{T_2}S_v(T\cdot D)dT \tag{7-67}$$

此式表示了在爆破地震动作用下，一般建筑物的周期从 $T_1=0.15$ 至 $T_2=0.8$ 秒，阻尼比皆为 0.05 范围内，可能出现的峰值反应。

谱烈度 S，地面最大速度平均值 $\bar{v}_{max}$，爆破地震动烈度与折算距离 $\bar{R}$ 之间的关系，可由下式表示：

$$11-5\lg\bar{R}\leqslant I\leqslant 12-5\lg\bar{R};$$
$$S=315\bar{R}^{-1.5}$$
$$\bar{v}_{max}=190\bar{R}^{-1.5} \tag{7-68}$$

爆破地震烈度表是从地震烈度表的宏观概念中移植过来而制订的，因此，地震烈度表中存在的一些问题和缺点，在爆破地震烈度表中也同样存在。

上面我们分析了用速度和加速度来作为建筑物爆破地震破坏的定量烈度工程标准和破坏判据，并提出了它的临界值。但对这一个临界值究竟是取质点运动的矢量和，还是取质点运动三个分量的其中一个，是很不统一的。许多国家不采用质点运动的矢量和，而是选用质点运动的最大分向量；国内有些单位选用垂直速度；也有采用最大水平速度或速度的三个分向量中的最大一个；国内习惯上认为地震动的竖向和水平

向的加速度值是同一个量级的，并随爆心距的增加，水平加速度的衰减较慢，考虑到建筑物抗竖向载荷的能力要比抗水平方向载荷强得多，建筑物的破坏因素主要是水平加速度，因此把最大水平加速度作为衡量地震动的强度和建筑物破坏程度的定量烈度工程标准(破坏判据)。钱培风教授对此提出了不同的意见，他认为国际和国内把水平地震力作为对结构破坏起决定性作用，而竖向地震力微不足道的观点是很成问题的。他认为用水平地震力来解释结构的破坏和震害的程度是有很多矛盾的，事实上竖向地震力的影响是很大的，1975 年的海城地震及 1976 年的唐山地震，可以看到很多竖向地震力的危害，对于爆破地震效应也有类似的情况。

三、爆破地震动强度的预测

在爆破时，影响地震动强度的因素很多，诸如爆破的药量，炸药的埋藏位置和深度，爆源介质的地球物理参数，放置炸药的孔硐的自然性质以及爆破方式等，这些物理量都是与爆源有关的因素。另外还有在传播过程中的因素，诸如爆源和观测点之间距离的变化，传播途径或波型的变化，观测点的地质背景及其附近局部地质和地形条件，观测点传感器的埋设方法等等。有那么许多影响爆破地震动强度的因素，而且这些因素又互相影响，错综复杂，要完全考虑这些物理量而来确定地震动的强度是非常困难的。

一般我们是采用近似的方法，即只考虑几个主要的影响因素，然后用别的影响因素来作些修正。地震动观测的数据表明，影响地震动强度的主要因素是炸药量，爆心距。因此如果地震动的强度以地震动的最大幅值 A 来衡量，则可以有下

面的函数形式

$$A = kW^{n}R^{-m} \tag{7-69}$$

式中 k、m、n 为常数，W 为药量，R 为爆心距，A 为地震动的最大幅值(位移、速度、加速度)。

爆破地震动强度的位移、速度、加速度的最大值，随爆心距和炸药量的变化可由式(7-69)来决定。但是各国研究工作者，根据各自的观察数据，代入式(7-69)得到了一些经验公式。可是在这些公式中，所取的常数由于各种因素的影响而相差非常大。J. R. 墨菲 (Murphy) 和 J. A. 拉毫德 (Lohoud) 研究了 99 起地下核试验的地震动记录，核药量的当量在 1.2 万吨以下，这些地震动数据来自 500 多个爆心距为 0.25 公里至 600 公里的不同观测点，它们按照公式(7-69)整理得出的经验公式如表(7-10)所示。

表 7-10　墨菲和拉毫德的地震动强度预测经验公式

地震动强度物理量	观测点地质条件	方程 $A = KW^{n}R^{-m}$	数据数目
加速度	总	$a = 1.09 \times 10^{-1}W^{0.61}R^{-1.43}$	1207
	冲积层	$a = 9.00 \times 10^{-2}W^{0.624}R^{-1.36}$	819
	坚硬岩石	$a = 1.57 \times 10^{-1}W^{0.656}R^{-1.68}$	388
速　度	总	$v = 4.92 \times 10^{0}W^{0.646}R^{-1.34}$	509
	冲积层	$v = 5.10 \times 10^{0}W^{0.635}R^{-1.51}$	400
	坚硬岩石	$v = 3.36 \times 10^{0}W^{0.77}R^{-1.51}$	109
位　移	总	$u = 4.19 \times 10^{-1}W^{0.761}R^{-1.19}$	1027
	冲积层	$u = 4.49 \times 10^{-1}W^{0.767}R^{-1.16}$	767
	坚硬岩石	$u = 3.78 \times 10^{-1}W^{0.832}R^{-1.39}$	305

地震波在从震源到地面的传播途径中，岩石的阻尼将使震动的幅度减小。但是这种阻尼作用的大小是随震动的频率

而异的，对于高频震动，阻尼作用较大，所以远距离处的地震动高频震动分量减小得很多，使低频部分相对地增大了。从表(7-10)可看到，爆心距指数绝对值的变化是从加速度到位移是依次减小的，这说明了高频分量随距离的衰减较低频分量快；速度的药量指数较加速度为大，而位移的药量指数最大，这也说明了低频分量的幅值随药量增加而增加较高频分量快。

各国研究工作者对地震动强度提出的经验公式归纳如下：

日本采用的最大速度经验公式为

$$v = k\frac{W^{0.75}}{R^2} \quad (\text{厘米/秒}) \tag{7-70}$$

式中 k 为场地系数，$k = 100—900$；W 单位为千克；R 单位为米。

J. R. 迪万（Devine）提出的地震动最大速度的经验公式为

$$v = k\left(\frac{W^{\frac{1}{2}}}{R}\right)^{\alpha} \quad (\text{英寸*/秒}) \tag{7-71}$$

k 和 α 为场地系数

$k = 0.675—4.04$，平均值 $k = 1.85$

$\alpha = 1.083—2.346$，平均值 $\alpha = 1.536$

药量 W 单位为磅，爆心距 R 单位为英尺。

P. B. 阿特威尔（Attwell）提出的地震动最大速度的经验公式为

$$v = k\left(\frac{W}{R^2}\right)^{\alpha} \tag{7-72}$$

* 1 英寸 = 0.0254 米。

表 7-11　地震动最大速度计算公式中的 k 和 α 值

序号	单　位	爆破条件及爆破方式	k	α
1	中科院地球物理研究所	192—1371 吨炸药定向抛掷爆破及黄土中小型试验	158.5*—398.1*	
2	中科院工程力学研究所	310 工程塞爆破每段起爆间隔为 25 毫秒，总药量为 1240 千克	198*	1.65*
3		攀钢二段微差松动爆破，第一响药量为 3470 吨，第二响药量为 5850 吨，325 吨试验爆破	76*（基岩） 206*（土层）	1.39*（基岩） 1.81*（土层）
4	江苏省地震局	江西永平石英砂岩中二段毫秒差加强硐室松动爆破，总药量为 985.7 吨，最大段药量为 604.32 吨	390.8	2.44 $\gamma = 0.94$
5	攀枝花铁矿	辉长岩中加强松动大爆破	630，128	2.8，2.08
6	甘肃省冶金建设公司	变质岩系中千吨炸药爆破	180，200，79	1.47，0.83，1.39
7	峨口铁矿	铁矿及云母石英片岩中 111—178 吨炸药的加强松动和松动爆破	152.7	1.56
8	漂塘钨矿	变质岩中 3.1 吨炸药的抛掷爆破	91.7	1.71
9	湖北省冶金公司	白云岩及花岗闪长斑岩中 217 吨炸药松动爆破	21.3	0.88
10	眼前山铁矿	混合岩，石英绿泥石片岩及磁铁矿中 8—14 吨炸药的露天深孔爆破	125.7（台阶） 277.1（掘沟）	1.67 1.63

11	红透山铜矿	片麻岩中 45.9 吨 6 段迟发地下深孔爆破	116.2	1.73
12	大吉山钨矿	钨矿石英脉中 103 吨地下深孔爆破	624	2.41
13	铜官山钢矿	钢矿矿柱中 200 吨炸药地下深孔爆破	77.6	2.33
14	大连石灰石矿	石灰岩中齐发抛掷爆破	130*,140*（齐） 200*,340*（后方）	1.8*，1.8* 1.8*、1.8*
15	白银公司露天矿	石英角斑岩，石英凝灰岩中微差爆破	142*,44*	1.61*，1.14*
16	南京凤凰山铁矿岂山矿区	安山岩，石英闪长玢岩中齐发和微差爆破	135*,206*（齐） 153*,204*（微）	1.6*，1.6* 1.6*，1.6*
17	鞍钢大弧山铁矿	花岗岩，混合岩中微差爆破	374*,364	1.8*，1.8*
18	首钢迁安铁矿	混合片麻岩中微差爆破	120*,680	1.43*、1.81
19	武钢大冶铁矿	大理岩，闪长岩中微差爆破	378*,107*,22 （大理岩） 26*,50*,10,9 （闪长岩） 63*130*,10,18	1.6*,1.5*,0.9 0.7*,1.0*,0.5,0.6 1.3*,1.7*,0.5,1.0
20	大冶铜山口铜矿	透辉石矽卡岩，大理质灰岩中齐发爆破	279*，60	1.6*,1.0
21	长办水电科学研究院	灰岩，泥灰岩中潜孔占排孔爆破	201.4*，87.3	1.57*,1.33
22	长办水电科学研究院	灰岩、泥灰岩中手风占排孔爆破	90.1*，57.2	1.48*,1.34
平均			8752.1/50=175	72.59/48=1.51

注：有 * 号者表示垂直向最大速度。

$k = 0.013 - 0.148$， 平均值 $k = 0.051$

$\alpha = 0.64 - 0.96$， 平均值 $\alpha = 0.84$

M. A. 萨道夫斯基提出的地震动最大速度的经验公式为

$$v = k\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{\alpha} \quad (\text{厘米/秒}) \qquad (7\text{-}73)$$

药量W的单位为千克，爆心距R的单位为米。

K和α是与岩土特性有关的系数

岩石中：$k = 30—70$，平均值 $k = 50$。

土壤中：$k = 150—250$，平均值 $k = 200$。

$\alpha = 1—2$。

如果在抛掷爆破时

$$v = \frac{k}{\sqrt[3]{f(n)}}\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{\alpha} \qquad (7\text{-}74)$$

$$f(n) = 0.4 + 0.6n^3 \quad (\text{见第六章})$$

我国许多工矿企业和研究单位，在不同场地，不同的药量和不同的爆心距下观测到的地震动数据，按(7-63)和(7-64)式得到的常数k和α列于表(7-11)中。

四、爆破地震的安全距离

爆破地震的安全距离（与防空气冲击波破坏的安全距离相似）系指爆破后，不致引起建筑物或构筑物破坏，其所处位置离爆心的最短距离。在这距离之内，建筑物或构筑物将遭受破坏，称为爆破危险区。这一距离的大小称为爆破地震危险区的半径。在这距离范围之外，建筑物或构筑物不会遭受破坏，称为爆破地震安全区或称为安全范围，确定这一距离的方法，与防护空气冲击波的安全距离一样。

1. 按苏联规程确定的爆破地震安全距离

对于建筑物而言，爆破地震危险区半径可用下式

$$R = kc\sqrt{W} \qquad (7\text{-}75)$$

此式在形式上与防空气冲击波破坏的安全距离(半径)是类似的，但所采用的系数是不一样的。

R 为建筑物至爆心的距离，即爆心距，单位是米；

k 为与场地有关的系数，列于表(7-12)中；

c 为与爆破作用指数有关的系数，列于表(7-13)中。

表 7-12 场地系数 k

建筑物所在处的场地条件	k	备注
坚硬致密岩石	3.0	若药包在水中或饱和水土壤中，系数值应增加 0.5—1 倍
坚硬破裂岩石	5.0	
砾石、碎石	7.0	
砂质土	8.0	
粘性土	9.0	
回填土	15.0	
流砂和沼泽土	20.0	

表 7-13 与爆破作用指数有关的系数 c

爆破条件		c	备注
药壶爆破 $n<0.5$		1.2	在地面上爆破时，不考虑爆破地震效应
爆破作用指数	$n=1$	1.0	
	$n=2$	0.8	
	$n=3$	0.7	

当几个药包同时爆破时，如果每个装药中心至建筑物的距离相差不超 10%，式(7-75)中 W 取同时爆破装药的总重量。如果每个装药中心至同一建筑物的距离相差超过 10% 时，则爆破地震安全距离的半径为

$$R = kC\sqrt[3]{W_e} \tag{7-75a}$$

式中 W_e 为等效炸药量，单位为千克，可由下式表示之：

$$W_e = W_1\left(\frac{R_e}{R_1}\right)^3 + W_2\left(\frac{R_e}{R_2}\right)^3 + \cdots\cdots = \sum_{i=1}^{n}\left(\frac{R_e}{R_i}\right)^3 W_i$$

$$R_e = \frac{\sqrt[3]{W_1}\cdot R_1 + \sqrt[3]{W_2}\cdot R_2 + \cdots}{\sqrt[3]{W_1} + \sqrt[3]{W_2} + \cdots}$$

$$= \frac{\sum_{i=1}^{n} R_i\sqrt[3]{W_i}}{\sum_{i=1}^{n}\sqrt[3]{W_i}} \tag{7-75b}$$

式中 R_e 为等效距离（米），R_i 为第 i 个装药至建筑物中心的距离(米)，W_i 为第 i 个装药的药量(千克)。

$R_e \geqslant R$ 时，建筑物是安全的。

对于地下的坑道(巷道)和隧道而言，爆破地震危险区的半径可表示为

$$R = k_1\sqrt[3]{W} \tag{7-76}$$

式中 k_1 是介质（岩土)物理力学性质的系数，列于表(7-14)中。

表 7-14　各种不同硬度岩土的系数 k_1

岩石特性	临界速度 (cm/s)	装药位置及形状	k_1
坚硬，中等破坏 (裂缝间距大于 1m)	34—50	扁形的，平行的和垂直的	2.5—3.6
中等坚硬，剧烈破坏 (裂缝间距 02.—1.0m)	17—24	扁形的，平行的和垂直的	4.0
低强度，破坏 (软层面和岩石接触不良)	3—10	平行的和垂直的	7—10

上列公式仅适用于爆心至建筑物的距离大于 30 米或大

于 100 倍装药直径的情况。如果坑道(巷道)和隧道离爆心的距离小于 30 米,须经过爆破试验来确定,爆心距在 30 米以内进行爆破时,建筑物和构筑物无损的最大允许药量列于表(7-15)中。

表 7-15 爆心距和最大允许药量

爆心距 (m)	允许药量 (kg)	爆心距 (m)	允许药量 (kg)
1.0—2.0	0.3	10.0	2.0
2.0—3.0	0.4	15.0	3.8
4.0	0.5	20.0	6.5
6.0	0.9	25.0	8.0
8.0	1.3	30.0	11.0

2. 按建筑物的临界速度值来确定爆破地震安全距离

在本节的第二部分中我们给出了建筑物的破坏判据,可以按前节中给出的计算方法,来算出速度和加速度,再判别是否达到临界速度和加速度,以此来决定安全距离。我国目前常用的(在爆破工程中)是 M. A. 萨道夫斯基公式(见本节第三部分)。

§7-4 爆破地震动的降震措施

爆破地震动的强度受到各种因素的影响,为了降低在爆破工程中对附近建筑物的危害,必须利用这些因素来降低震害。当然,在爆破工程中要达到最大的爆破效果,而又要降低对附近建筑物的震害,这是一个互相矛盾的问题。我们的任务,就是研究如何来妥善地处理这对矛盾,既能达到最大的爆破效果(最大限度地利用炸药的爆炸能量),而又不危害附近的建筑物,下面谈谈几种降低震害的措施。

一、微差爆破降低地震效应

微差爆破又称为毫秒爆破，即是将装药(药包)分组以毫秒级的时间间隔按顺序进行起爆。由于先后两组炮眼起爆的间隔时间很短，有着复杂的相互作用，比之于老式的秒差爆破具有很大的优越性，因为秒差爆破没有这种相互作用。

试验研究表明，微差爆破可以大大降低地震效应，不仅如此，如果参数选择得当，还能大大改善爆破效果；使爆破的矿岩块粒大小均匀；大块率降低；爆堆比较集中；炸药消耗量减小，此外还可以降低爆炸产生的空气冲击波强度及减少碎石飞散。由于微差爆破具有上述这些优点，这一技术自本世纪40年代以来已日渐广泛地在爆破工程中应用，本章主要介绍降低爆破地震效应方面(下一章中还将介绍)。

为了更好地应用这一技术，各国研究工作者对微差爆破的降震作用进行了研究，在各自爆破震动观测资料分析的基础上提出了一些经验公式。有的认为，微差爆破中段数分得越多，降震效果越显著，并提出了多段微差爆破时地震效应降低的函数和段数的经验公式；有的认为在分段微差爆破中，地震效应的降震作用不仅仅取决于分段数目的多少，还与各段间起爆延迟时间和最大段的药量有关，也提出了一些微差爆破降低地震效应的经验估算方法。

在爆破工程中，装药的(炮眼)数量往往不止几个，而是几十甚至几百个以上，当这些炮眼在同一时间起爆时，称为齐发爆破。如前所述，炮眼分组以毫秒级的时间间隔按顺序进行起爆时，称为微差爆破。当齐发爆破时，离爆心一定距离的地震动强度取决于爆破的总药量。如果假定微差爆破地震动强度

与各段起爆延迟时间无关，那么，微差爆破地震动强度就主要取决于每段爆破药量的大小。所以，如果齐发爆破使用的总药量与各段所使用的相同，则齐发爆破与微差爆破的地震动强度应该接近。所谓微差爆破的地震效应要比齐发爆破小，二者的地震动强度理所当然应该在同一观测地点、同一爆心位置、同一总药量的情况下进行比较所得。既然是在同一特定场地条件下进行比较，显然二者的场地系数 k 和 α 是相同的．由前一节的有关公式，我们可得到，齐发爆破与微差爆破地震动最大加速度的公式如下

$$a = k\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{\alpha}$$

$$a' = k\left(\frac{\sqrt[3]{W'}}{R}\right)^{\alpha}$$

式中：a 和 a' 分别表示齐发爆破和微差爆破地震动的最大加速度；

W' 为微差爆破各段药量中最大一段的药量。

齐发爆破总药量与微差爆破最大段药量之比为

$$n = W/W' \qquad n \text{ 是正数}$$

齐发爆破地震动强度与微差爆破地震动强度之差与齐发爆破地震动强度之比，称为微差爆破的降震率，以 δ 表示之，即

$$\delta = \frac{a - a'}{a} = 1 - \frac{a'}{a} \tag{7-77}$$

而 $$\frac{a}{a'} = \frac{k\left(\frac{\sqrt[3]{W}}{R}\right)^{\alpha}}{k\left(\frac{\sqrt[3]{W'}}{R}\right)^{\alpha}} = \left(\frac{W}{W'}\right)^{\frac{\alpha}{3}} = n^{\frac{\alpha}{3}}$$

所以(7-77)式可以改写为

$$\delta = 1 - \frac{a'}{a} = 1 - n^{-\frac{\alpha}{3}} \tag{7-78}$$

从(7-78)式可知，微差爆破的降震率应在 $0 < \delta < 1$ 之间。如果 $\delta = 0$，则 $n = \frac{a'}{a} = 1$，微差爆破与齐发爆破的地震效应是相同的，没有起到降震的作用。如果 $\delta = 1$，则 $n = \infty$，即 $a' \to 0$，这样就要把微差爆破的段数分得无穷多，这在事实上是办不到的。

上述讨论是微差爆破地震动强度与各段起爆滞后时间间隔无关的前提下讨论的，事实上只要能适当地选取相邻段间起爆的延迟时间，就可以使得爆破地震强度与各段间起爆延迟时间无关。至于如何选定微差爆破各段间起爆延迟时间 t_m 的方法，以及 t_m 的大小对降震的影响等，就留待下一章来讨论吧！

二、预裂爆破的降震作用

预裂爆破是在未进行正式大爆破工程之前，预先在沿着爆破区域外，用少药量的爆破形成一条有一定宽度的贯穿裂缝。在进行预裂爆破时，要达到既能形成有一定宽度的贯穿裂缝，而又要求不造成较大的地震效应。这种爆破技术，自50年代末期在水利和矿山工程中应用以来，在提高边坡的稳定性和降低地震效应等方面，都显示出了它的一系列优点，引起了国内外研究工作者及爆破工程技术人员的普遍重视。

预裂爆破的降震作用，主要通过爆源和被保护物体间的预裂孔隙面来实现，这一预裂孔隙面垂直于地表，成为爆破地

震波的一道屏障。爆炸地震波在传播过程中，遇到预裂缝时，产生反射和折射，以及波的相互作用，使得地震波的强度大大减弱。由于地震波在传播过程中遇到了波障，而出现地震波强度降低的屏蔽区。这个屏蔽区的大小与预裂孔隙面的深度，长度和缝隙的宽度，以及从爆源至预裂面的距离有关。由于预裂面的深度和长度不可能无限的伸长，所以屏蔽区的范围总是有限的。试验研究表明；屏蔽区的大小与预裂面的深度和长度成正比；与爆源至预裂面的距离成反比；而裂缝的宽度对屏蔽区的大小影响不大，但是当预裂缝隙过小时，由于爆破后的泥沙和岩石碎屑，又回填到裂缝中，这样就会降低裂缝的屏障作用，或甚至完全失去屏蔽地震波的作用。在预裂面相对于爆源的另一侧，紧靠预裂面后面降震效果最为显著。随着距预裂面距离的增加，降震效果逐渐减弱。当爆源药量一定时，预裂面至爆源的距离在一定范围内，才起屏障的作用。

目前在爆破工程上虽已广泛地使用了预裂爆破技术，但是预裂爆破的理论研究尚很不成熟，还存在着许多争论，而且对于影响预裂爆破效果的一些因素，还不十分清楚。冶金部马鞍山矿山研究院，在较多的工程实践中总结提出了影响预裂爆破效果的因素，值得借鉴，特介绍如下。

1. 不偶合作用及不偶合系数与孔距关系

炮眼直径大于药包直径的装药结构，称为不偶合结构。它在爆破过程中的作用，称为不偶合作用。炮眼直径 D 与药包直径 d_0 之比，称为不偶合系数。

实验和工程实践都证明了不偶合作用是实现预裂爆破的一个重要因素。

不偶合作用是利用药包和孔壁之间存在的空隙，以降低炸药爆炸后，爆轰产物作用在孔壁的初始压力，使孔壁不受压

缩破坏。由于岩石抗拉强度约等于抗压强度的1/10，所以，爆破后产生的冲击波张拉应力，仍然可以使炮孔周围产生径向裂缝(其强度已有减弱)。实际上因为预裂孔间距较小，以及相邻孔的存在和同时起爆的条件等因素的影响，致使爆破后孔周围很少产生径向裂隙，而是如同应力集中那样沿孔中心线形成一条预裂缝隙。显然这是不偶合作用和合理布置炮孔的结果。

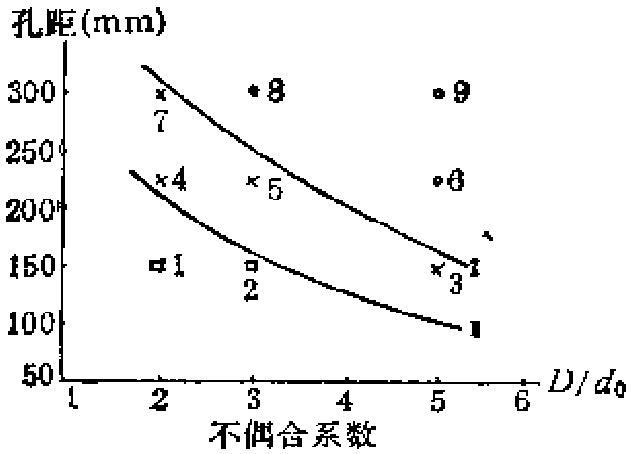


图 7-11　不偶合系数 D/d_0 与孔距 L 之间的关系

○——爆破后无破坏

×——爆破后形成裂缝

□——爆破后形成开放式裂缝

根据模型爆破试验，不偶合系数与炮孔距离之间存在着一定的关系，如图7-11所示。图中曲线I和II之间的部分表示能形成预裂爆破的范围。图中符号“□”表示爆破后形成开放式裂缝，符号“×”表示爆破后形成正常裂缝，符号“○”表示爆破后无破坏裂缝。所以曲线I与II则分别是能实现预裂的最大与最小参数值。曲线I以上的区域是不能形成预裂缝的范围，曲线II以下区域则表明是不能满足预裂要求的范围。显然在这个范围内预裂面将受到较大的震动，甚至遭到破坏，这是预裂爆破所不能允许的。

2. 药量和孔距与不平整度的关系

药量与孔距都是影响预裂爆破质量的重要因素。当炮孔直径确定之后，正确的选择药量与孔距可以在保证经济上合理的条件下，获得良好的预裂结果。

为了综合考虑药量与孔距对预裂爆破质量的影响，我们引入另一个指标：

$$q_s = W_L/a$$

式中：q_s 为单位预裂面上的药量，(千克/平方米)；

W_L 为每米炮孔实际装药量，(千克/米)；

a 为炮孔间距，(米)。

从实践中得到 q_s 与不平整度的关系，如图 7-12 所示，从图中可以看出，当 q_s 增加时，不平整度则减小。当 q_s 继续增加时，出现最低点；随后，曲线并有上升趋势，这是由于 a 过小或 W_L 过大所致。

在曲线上存在一个极小值，这说明在保证最佳预裂效果的条件下，存在一个最优的药量和孔距值，这对于精确的预裂爆破，如何选取最优值问题是重要的。

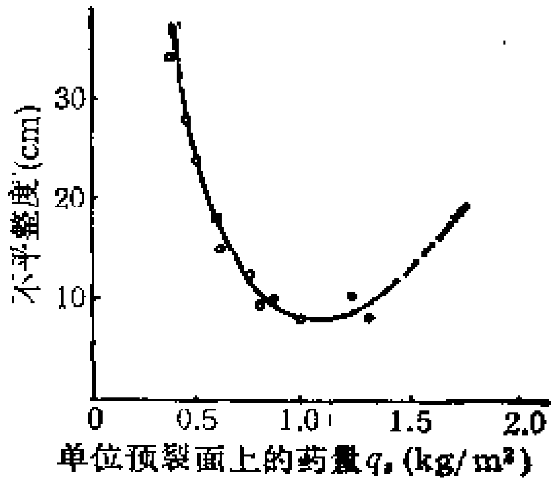


图 7-12 单位预裂面上药量与不平整度的关系

3. 裂隙对预裂爆破效果的影响

基岩的裂隙发育程度及裂隙的方向和倾角对于预裂爆破质量的影响有时是很大的，这是一个不可忽视的因素。在节理发育，裂隙较大的弱面岩体中爆破时，必将导致地震波的复杂反射和折射，并且，爆炸气体也将侵入这些弱面。这可能造成大面积岩石塌落，甚至使预裂面完全破坏。

在裂隙发育的区域，应适当缩小孔距，减少药量，或增加导向孔，并应考虑在孔中充填砂石．在存在连续性大裂隙的条

件下，还应考虑分段起爆的方法，尽量减少爆炸气体的破坏作用。

4. 起爆时差对预裂爆破效果的影响

尽管目前预裂爆破理论的研究还不完善，看法不一，但大多数人都认为，预裂孔起爆时差小效果为好。实验表明，较小的时差，所获得的预裂爆破效果是好的。

在实际工程中，由于某些原因，如对震动有很严的要求，或地质构造特殊，或者岩性特别松软等情况，一次打成的预裂孔，可分段甚至分多段起爆，也能达到预裂的目的。在此情况下，对爆破器材的要求就高些。

三、气泡帷幕降低水中爆破的地震效应

当在水中爆破时，为了降低水中冲击波对爆破现场附近的水中设施（包括船舶，码头、堤岸等等）的破坏作用，可以使用气泡帷幕防护技术。这种技术首先在加拿大提出和使用，以后为日本，瑞典，意大利等国相继采用，作为在水下爆破作业时，防护鱼类，船舶和水中设施的主要措施，我国在港口建设中也多次应用了气泡帷幕防护技术，并取得了较为丰富的施工经验。

所谓气泡帷幕防护技术，就是在爆源与被防护设施之间的水底设置一套气泡发射装置，这种装置一般采用在钢管的两侧钻凿两排小孔。当在发射装置（一排排的钻孔钢管）中输入压缩空气后，便从小孔中连续不断地发射出无数细小气泡。由于浮力的作用，气泡群自水底向水面运动，从而形成了一道阻碍水中冲击波传播的“帷幕”。其作用原理，可假设为水中冲击波阵面到达这个“帷幕”时，水中冲击波的能量，一部分消散

在气泡表面的反射与折射的过程中；一部分由于水与气泡帷幕之间声阻抗的突变，及气泡受到压缩而消耗了能量。即气泡在被压缩过程中吸收了冲击波阵面上的能量，转换成势能，随后消耗在气泡膨胀过程和以热能的形式损失在水中。实际上就等于卸载一样，因而必然有一与原冲击波载荷大小相等，方向相反，而总是连续不断作用的附加冲击波载荷，这两种波的载荷如果在某一时间内同时作用时，它们便互相抵消，这样一来，根据这一原则又会重新引起新的冲击波(峰值较低)向四周传播。从而减小冲击波的峰值，并衰减得很快，对其后面的结构物便起到保护作用。另外，由于气泡不断发射，一部分气体会溶解于水中，于是在“帷幕”部分的水体的含气量便会增加，根据第五章中介绍的概念，这部分水体就会吸收更大的冲击波能量。由此可见，水中气泡密度越大，“帷幕”越厚，削弱冲击波的压力也越显著。

因此，在设计气泡帷幕时，首先应当尽可能的提高单位时间内气泡在水中的密度。为达此目的，通常是采取下面的几种方法：第一是提高压缩空气的压力和流量；第二是适当增加发射孔的数量和减小孔的直径；最后是改善气泡发射装置的结构，使其能延长气泡在水中的停留时间，形成较厚的帷幕以及气泡群运动能剧烈地搅动水流。

气泡帷幕防护技术，在水下爆破作业中是一项很有前途的新技术。因此无论是在内河航道疏浚，沿海港口码头工程和军事上都可以用来保护水中船舶，水下潜艇，水下施工作业，沿岸水工建筑物和构筑物等在水下爆破时的安全。

四、地质和地形条件对地震效应的影响

地质和地形条件对地震动强度也是很有影响的，为了降

低地震效应，可以充分利用地质、地形条件。

1. 地质条件对地震效应的影响

关于土层和基岩上地震动的强弱问题，在地震工程中是一个长期争论的问题。G. W. 豪斯纳等人认为土层是强烈的非线性材料，在微弱震动时，软弱土层上的地震动加速度可能比基岩上大，但在强烈震动时，由于土层强度和阻尼的限制，过大的震动不能通过软弱土层传至地表，因而软弱土层上的地震动加速度可能小于基岩。他们认为，除特殊情况外，土层对地震动峰值的影响一般不大。C. M. 杜克（Duke）等人认为软弱土层上的震害大，地震动峰值也大。M. D. 特里芬纳克（Trifunac）等人认为土层对地震动峰值的影响不大，但就平均趋势而言，基岩上的地震动加速度略大，软弱土层上的位移略大，速度则大致相等。H. B. 希德（Seed）等人则趋向于作土层的非线性反应的具体分析。

2. 地形对地震效应的影响

爆破地震动观测数据表明，在相同介质条件下，一般来说，高于爆心处，地震动的加速度最大值随高程增加而增加，低于爆心时，随高程的降低而减小。

由于地形和地质条件对地震动都有较大影响。因此，在比较局部地形对地震动影响的时候，应尽可能排除土质条件的影响。

第八章 爆 破 工 程

爆破技术除在冶金矿山、水电和铁道、交通部门得到广泛应用之外，在农田建设、城市建筑和爆炸加工及焊接等方面的应用也取得广泛的发展。我国在爆破技术的应用和发展方面相对来说，以冶金矿山部门为最快。进入 50 年代以后，随着新中国建设突飞猛进的发展，爆破技术也有了迅速的进展。目前国际上最先进的爆破技术，我国已基本上掌握，并应用于生产建设中，爆破的规模也进入了国际先进水平。例如 1971 年 5 月在狮子山铁矿露天分层松动大爆破中，一次总装药量达到 1.01 万吨，爆破区域长约 1000 米，宽约 400 米，厚约 60 米，一次爆破的岩土体积达 1140 万立方米，这样规模的爆破在世界上是屈指可数的。另外也建立了一支爆破科学研究的专门队伍，解决了许多在爆破中极其复杂的问题，提高了爆破的理论水平。

困限于篇幅，本章只能在前面几章的理论基础上，简单介绍爆破工程中一些基本概念和一些基本的爆破技术。

§8-1 起爆器材及起爆方法

炸药具有爆炸的内在因素，即是说它具有爆炸的可能性，为了使可能性变为现实，还必须给炸药以一定的外力作用，如加热、摩擦和撞击等，从外部提供足够的能量，促使炸药爆炸，这样的过程就叫做起爆(或叫引爆)。足以引起炸药爆炸的外

加能量，叫做初始起爆冲能。

为了利用炸药爆炸的能量，必须采用一定的器材和方法，使炸药按照工程需要的先后顺序，准确而可靠的发生爆轰反应。用于使炸药获得必要引爆能量的器材叫起爆器材。利用这些器材，并辅以一定的工艺方法去引爆炸药的这个过程叫起爆。起爆所采用的工艺、操作和技术的总合叫起爆方法。

一、起 爆 器 材

1. 起爆炸药

起爆器材一般是用起爆炸药装填而成，装填起爆器材的起爆炸药与用于爆炸的炸药是不同的。起爆炸药的敏感度高，极易被很小的外能引起爆炸；爆炸反应快，可在被引爆后的极短时间内达到稳定爆轰。图 8-1 中曲线 1 是一般炸药达到稳定爆速所需的时间 $t_2 \approx 1$ 毫秒。而曲线 2 是起爆炸药的爆速增长过程，达到稳定爆速所需的时间大约是 $t_1 \approx 10^{-7}$ 秒。

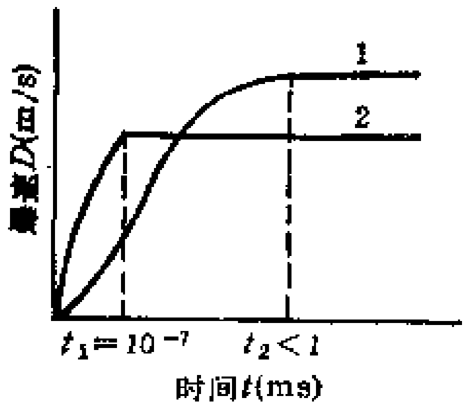


图 8-1 起爆炸药与一般炸药的爆速
1-一般炸药 2-起爆炸药

起爆炸药的种类和性能如表 8-1 所示。

对起爆药的基本要求是：

（1）对外能的作用要有足够的敏感度，以保证在使用时能准确起爆；

（2）起爆威力大，用少量的起爆药就可以起爆其它的猛炸药；

表 8-1 常用起爆炸药性能比较

类别	起爆炸药名称	比重	密度 (g/cm^3)	爆温 ℃	爆发点 ℃	每千克炸药爆炸后效果 产生气体量 (l)	产生热量 (kcal)	爆速 (m/s)	猛度 (mm)	爆力 (cm^3)
正起爆药	雷汞 $Hg(CNO)_2$	4.42	1.25—1.35	3500—4810	210	304	368	6500	5.3—5.6	110
正起爆药	迭氮铅 $Pb(N_3)_2$	4.8	1.25—1.35	4030—4333	325—340	308	381	5300		115
正起爆药	三硝基间苯二酚铅 $C_6H(NO_2)_3O_2Pb \cdot H_2O$	3.02	1.0—1.6	2800	315	445	415	4800		
正起爆药	二硝基重氮酚 $C_6H(OH)(NO_2)_2N_2$	1.71	1.3—1.4	4950	170—180	535	1400	5400		230
副起爆药	特屈儿 $C_6H_2(NO_2)_3N\langle^{CH_3}_{NO_2}$	1.73	1	3900	253	742	1078	7200	21—22	340
副起爆药	黑索金 $C_3H_6N_3(NO_2)_3$	1.82	0.9—1	3850	260	908	1390—1500	8300—8460	25	600
副起爆药	泰安 $C(CH_2ONO_2)_4$	1.75	1.54	4010	225	780	1400	7474	23—25	580

注：表中数据只供相对比较用。

(3) 化学和物理安定性要好,在常温条件下能长期保存;

(4) 工艺性能良好,以利于加工和装填。

在起爆器材中,有些是装填正、副两种起爆炸药。正起爆药敏感度高,副起爆药爆力大,二者结合在一起,起到取长补短的作用。先利用正起爆药的敏感度使之起爆,再利用副起爆药产生的较大爆力去引爆一般的炸药。所以正起爆药又叫起爆药或第一装药;副起爆药又叫传爆药或第二装药,下面分别介绍几种起爆炸药的特点。

(1) 雷汞——分子式为 $Hg(CNO)_2$,由水银、硝酸与酒精化合而成,呈白色淡灰色针状结晶,有毒,能溶于热水、乙醇和氢氧化铵;爆力和敏感度高,一般来讲吸湿性不大,但湿度超过 30% 就不再爆炸。潮湿的雷汞易与铝、铅等金属作用生成极危险的雷酸盐、敏感度更高。故不允许将雷汞装入铝或铅管中,只能装入纸或铜管壳中。

(2) 迭氮化铅——分子式为 $Pb(N_3)_2$,为微粉红色或白色结晶;吸湿性小,含水 30% 还能爆炸,但难溶于水。敏感度较雷汞迟钝,但爆力较强. 在有二氧化碳的潮湿环境里,易与铜生成高氮化铜,极敏感,在十亿分之一秒内即可完成爆轰,所以不能装入铜管壳中,而只能装入铝或纸管。

(3) 二硝基重氮酚 (DDNP)——分子式为 $C_6H(OH)\cdot(NO_2)_2N_2$,因制药方式不同,在外观上有亮黄色、土黄、赭、紫等颜色。呈针状、柱状或球状结晶,挥发性小、不溶于水;化学安定性好,敏感度稍差,但爆力比雷汞和迭氮铅要大。且原料来源广所以近年来都用它制作雷管,还用来制作继爆器。

(4) 三硝基间苯二酚铅 (THPC)——分子式为 $C_6H\cdot(NO_2)_3O_2Pb\cdot H_2O$,又叫斯蒂芬酸铅,金黄色粉状结晶,不与任何金属作用,可装入任何管壳,爆力与含水量无关,对火焰

敏感度尤其高，一般不单独使用，而与迭氮化铅合用。

(5) 特屈儿——又名三硝基苯甲硝基铵，分子式为 $C_6H_2(NO_2)_3N\langle^{CH_3}_{NO_2}$，呈淡黄色或白色结晶，吸湿性及在水中溶解度均小。不与金属及其氧化物起作用。敏感度低，但遇火爆燃后可转化为爆炸；因爆力大而广泛用作副起爆炸药；在军事上多用来作炮炸弹等的弹药。

(6) 黑索金 (RDX)——又名环三次甲基三硝铵，分子式为 $C_3H_6N_3(NO_2)_3$，或称旋风炸药、为白色结晶粉末；含水不失爆力，爆力比特屈儿高得多。由于它的威力大，爆速快。除作雷管的副起爆药外，尚可制作导爆索，小口径炮弹和炸弹的弹药。

(7) 泰安 (PETN)——又名季戊四醇硝酸脂或叫膨梯儿，分子式为 $C(CH_2ONO_2)_4$。呈白色粉状结晶，不溶于水，不易燃，含水不失爆力。带有少量残酸的泰安会自燃，少量燃烧是平静的，但燃烧量达到 1 千克即可引起爆炸，对机械作用与特屈儿相同，稍有毒性，能使人头痛。安定性较大，对冲击、摩擦则较敏感，用途与黑索金相同。

2. 起爆雷管

雷管是用来起爆炸药或导爆索的，按起爆方式雷管可分为火雷管、电雷管和继爆管等品种。雷管在军事上和工业上用途广泛，但作为工业雷管需满足下列要求：

第一，有足够的起爆能力，能被导火索的火花热能迅速起爆；

第二，性能良好，起爆时间准确，对电雷管的要求更严格；

第三，温度、湿度在一定范围内变化时，雷管具有安定性、并有较好的防潮、抗水性能；

第四，保证运输、加工、贮存和使用时的安全性。

(1) 火雷管——火雷管是由雷管壳，正副起爆药，加强帽三部分组成，如图 8-2 所示。管壳常用铜、纸、塑料等材料做成，要求有一定的强度，可以保护起爆药和保证爆轰的作用，

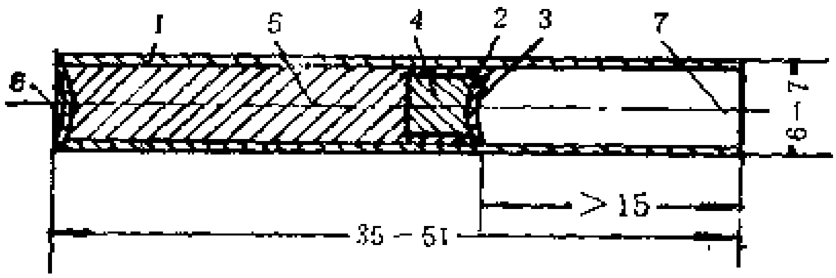


图 8-2 火雷管结构图

1-管壳 2-加强帽 3-中心孔 4-正起爆药 5-副起爆药 6-聚能穴 7-开口端

并有一定的防潮能力；开口端不小于 15 毫米，以便插入导火索，另一端做成聚能穴；起爆药采取正、副结合，前半部用正起爆药(多用迭氮铅或 DDNP)；后半部用副起爆药（梯恩梯或黑索金)；加强帽是个中心有小孔的金属帽，其作用有三：可减少起爆药外露；防潮以提高安全性；形成密闭小室，促进爆压增加，保证反应安全。

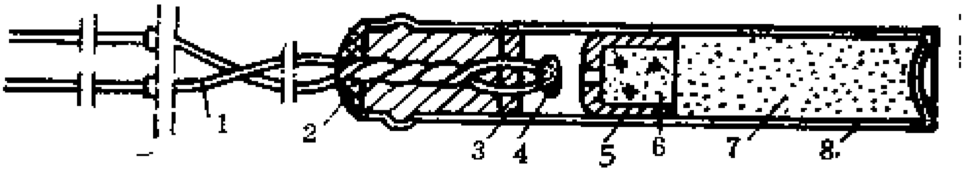
火雷管共有 10 个序号，由小到大，其中装填的起爆药量

表 8-2 雷管的

成分 / 雷管号数	正起爆药			
	二硝基重氮酚	雷汞	三硝基间苯甲酚铅	迭氮化铅
6#	0.32 ±0.02	0.4 ±0.02	0.06 ±0.02	0.21 ±0.02
8#	0.32 ±0.02	0.4 ±0.02	0.06 ±0.02	0.21 ±0.02

依次增多。其中常用的 6 号和 8 号雷管的装药量如表 8-2 所示。

（2）电雷管——电雷管包括瞬发雷管、秒延期雷管和毫秒延期雷管，其结构如图 8-3 所示。



（a）即发电雷管构造图

1-脚线　2-防潮剂　3-绝缘桥座　4-电桥及引火剂　5-加强帽
6-正起爆药　7-副起爆药　8-管壳



（b）电力点火装置

1-绝缘脚线　2-小叉　3-桥丝　4-引火剂

图 8-3　电雷管的构造示意图

电雷管的品种较多，性能也较复杂。但所有电雷管的起爆药部分均与火雷管相同，区别仅在于采用 3 电力引火装置，

起爆药装入量

		副起爆药			
聚晶	混合起爆药	黑素金	特屈儿	梯恩梯与黑索金	梯恩梯与特屈儿
0.2 ±0.02	0.25 ±0.02	0.4 ±0.02	0.4 ±0.02	0.5 ±0.02	
0.2 ±0.02	0.25 ±0.02	0.7 ±0.02	0.7 ±0.02	0.7 ±0.02	0.75 ±0.02

此装置向雷管外引出两根通电流用的绝缘电线(脚线)。电雷管无开口端

雷管的分类如下:

工业雷管中可分火雷管与电雷管两大类;

而电雷管又分为:

- 电雷管
  - 即发(瞬发)电雷管
  - 迟发电雷管
    - 秒差迟发(秒延期)电雷管
    - 毫秒迟发(微差)电雷管
  - 特种电雷管
    - 抗杂散电流电雷管
    - 抗静电电雷管

(i) 瞬发电雷管——通电后会立即爆炸的电雷管叫瞬发电雷管,又叫即发电雷管,其构造如图 8-3(a) 所示。电力引火装置结构如图 8-3(b)所示,当接通电源后,电流通过康铜丝或镍铬丝做成的电桥丝,因电桥丝有一定的电阻,就会发出一定的热量(根据楞次定律,通电时发出的热量为: $Q = 0.24I^2 \cdot Rt$),点燃引火头后将火花从加强帽小孔中直接传给雷管正起爆药,电雷管就立即爆炸。

从通电到引火头发火,尽管只有极短暂的瞬间,但发热到引火、引爆总需要一定的时间,一般大约为 10—30 毫秒,目前改进了引火剂的质量,引火时间可缩短到 2.5—6 毫秒。

瞬发电雷管只能用于个别起爆或齐发爆破的情况下,矿山爆破工程多要求按一定时间间隔顺序起爆。所以出现了秒延期和毫秒延期电雷管。

(ii) 秒延期电雷管——通电以后能延迟一段时间才起爆的电雷管叫延期电雷管。延期时间的长短以秒为计量单位的叫秒延期,延迟时间以毫秒为计量单位的叫毫秒延期或叫微差延期。

秒延期电雷管的构造如图 8-4 所示，它与瞬发电雷管的区别，仅在于电桥丝与起爆药之间增加了缓燃物质。秒延期

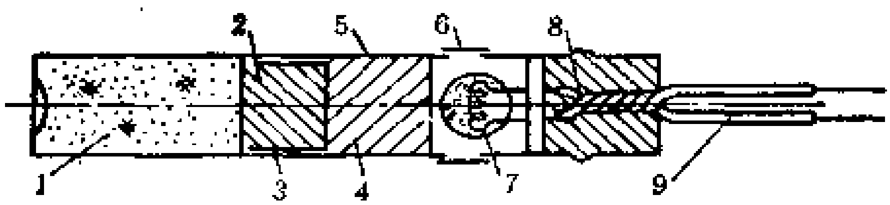


图 8-4 秒延期电雷管

1-副起爆药 2-正起爆药 3-加强帽 4-延期药 5-管壳
6-排气孔 7-桥丝及引火头 8-封口塞 9-脚线

雷管是用一小段精制的导火索作为缓燃剂的。这种导火索燃速准确，所以改变缓燃剂的长度就可以做成缓燃时间不同的秒延期雷管系列，这种时间间隔系列叫做段数。不同段（系列）的电雷管其延期时间不同，可以根据爆破工程的需要来进行选择，表 8-3 列出了不同段（系列）别秒延期电雷管的延期时间，一般是用颜色来区分段别。

表 8-3 秒延期电雷管的延期时间

段　别	1	2	3	4	5	6	7
延期时间（秒）	≯0.1	1.0 +0.5	2.0 +0.6	3.1 +0.7	4.3 +0.8	5.6 +0.9	7.0 +1.0
标志（脚线颜色）	灰红	灰黄	灰蓝	灰白	绿红	绿黄	绿白

因秒延期电雷管延期时间过长，爆破效果不十分理想，目前已由毫秒(微差)延期电雷管所代替，特别是在有瓦斯和矿尘爆炸危险的矿山，不准使用秒延期电雷管，而必须用毫秒延期电雷管。

(iii) 毫秒延期电雷管——又叫微差电雷管，其构造如图 8-5，因延期时间极短，故缓燃剂是用极易燃的硅铁和铅丹混

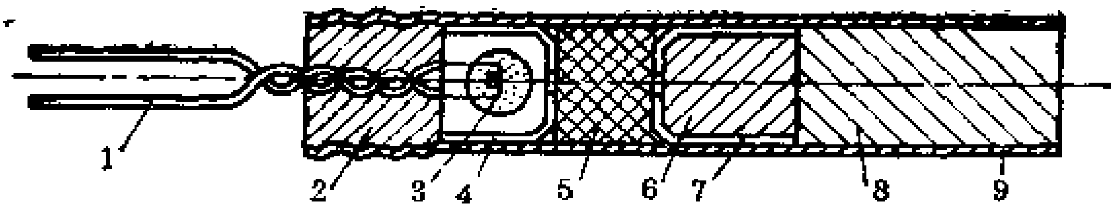


图 8-5 微差电雷管结构图
1-脚线 2-塑料塞 3-桥丝与引火剂 4-反扣加强帽 5-缓燃剂 6-正起爆药 7-加强帽 8-副起爆药 9-管壳

合而成，其比例为 3:1，混合后再加入适量三硫化二锑（Sb_2S_3）作为消焰剂。消焰剂是调整燃速，使延期时间准确。微差电雷管的分段如表 8-4 所示。

表 8-4 微差电雷管的延期时间及分段标志

段别	延迟时间（毫秒）	脚线颜色	段别	延迟时间（毫秒）	标志
1	≯13	灰红	11	460±40	用标牌区分
2	25±10	灰黄	12	550±45	同上
3	50±10	灰蓝	13	650±50	同上
4	75^{+15}_{-10}	灰白	14	760±55	同上
5	110±15	绿红	15	880±60	同上
6	150±20	绿黄	16	1020±70	同上
7	200^{+20}_{-25}	绿白	17	1200±90	同上
8	250±25	黑红	18	1400±100	同上
9	310±30	黑黄	19	1700±130	同上
10	380±35	黑白	20	2000±150	同上

3. 导火索

导火索是点燃火雷管的配套材料。有棉线-纸导火索和塑料导火索等品种。各种导火索都由索芯和索壳组成。通常的导火索外径为 5.2—5.8 毫米，药芯（即黑火药成分；硝酸铵 65%，木炭 10%，硫磺 25%）直径为 2.2 毫米，并在药芯外紧

紧地缠着几层纱线或防潮剂。根据燃烧速度的不同，可分为正常燃烧（燃速为 110—130 秒/米）和缓燃导火索（燃速为 180—210 秒/米或 240—350 秒/米）两种。

4. 导爆索

导爆索又称传爆索，其品种有普通、抗水、高能和低能四种。导爆索的索芯系用烈性炸药制成，一般要求索芯粗细及密度均匀，其内有双层棉织物，一层为防潮层，一层为纱包线缠绕着。

国产导爆索一般用黑索金（也有用泰安）作药芯的，普通导爆索每米药量为 13 克，爆速为 6500—7200 米/秒。高能导爆索药量为 35 克/米；低能导爆索药量为 6 克/米。抗水导爆索通常是用塑料包缠。导爆索可由 6 号和 8 号电雷管起爆。

二、起 爆 方 法

一般的炸药，在通常情况下不会引起激烈的化学反应而爆炸，必须在热力（火花，燃烧、摩擦）、冲击（碰撞，敲打）等外因作用下，才会产生激烈的化学反应而爆炸。炸药又必须由雷管、导火索或导爆索中的起爆炸药，在爆炸中产生的强大冲击波作用下才能引起连续的爆炸反应。

上述的雷管、导火索、导爆索（引信、火帽）等都是利用同一原理（当它们得到一定的热能或爆能之后，立即转化为雷管等起爆器材的爆炸，再将爆炸产生的能量传给炸药，从而引起炸药的爆炸。在工业爆破中，起爆技术对于爆破作业的安全和爆破效果有很大影响，起着特别重要的作用。要良好地掌握起爆技术，就应当选择正确的起爆方法。在决定起爆方法时要根据所使用的炸药品种，药卷直径或药包的大小，及工程

实际的需要，选取适当的起爆方法。另外，对于硝铵类炸药，特别是铵油、铵沥蜡和浆状炸药等作成的药包，起爆时除了选取正确的起爆方法外，还应有占药包重量一定比例的中继药包（起爆体），才能保证有良好的爆破效果，因为一个雷管或少量导爆索常常不能引起这类炸药的爆炸，或者虽能爆炸但不能使整个药包发生完全的爆炸反应。

1. 火花（火雷管）起爆法

利用点燃导火索后产生的火焰，首先引起火雷管的爆炸，再用火雷管的起爆能引起炸药爆炸的方法叫做火雷管起爆法，也叫火花起爆法。起爆黑火药的药包，也可以勿需使用雷管，由导火索的燃烧直接传到药包而转为爆炸。

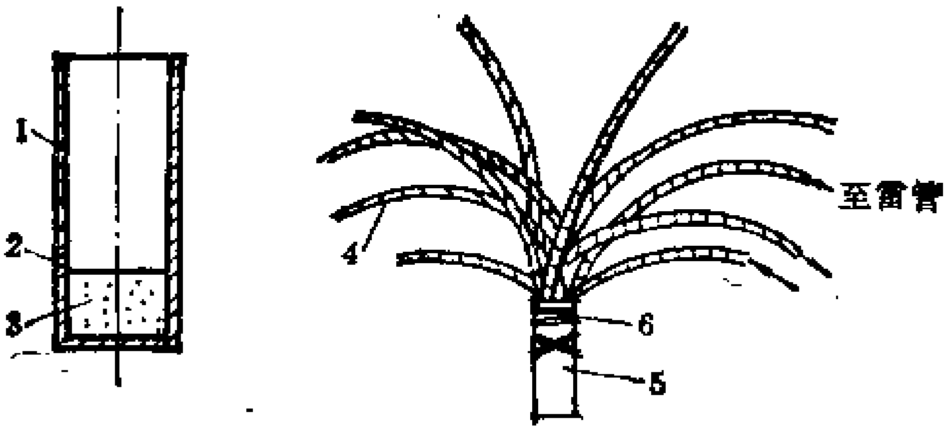
点燃导火索，需采用专门的点火材料，常用的点火材料有下列几种：

（1）点火绳——点火绳是用亚麻或棉线在硝酸钾溶液中浸渍，再在表面上缠以棉线而做成。

（2）点火棒——点火棒是用直径8—14毫米，长130—150毫米的纸筒，外涂防潮剂，一端装入长度不小于50毫米的黄土等惰性不燃物，另一端装入燃烧剂而制成。

（3）点火筒——点火筒的结构和使用方法见图8-6，它可以用来点燃多根导火索。

火花起爆法的优点是：机动灵活，点火容易，操作方便，容易掌握，所以这种方法目前应用仍较广，特别是中小型矿山作业量少而分散的条件下，在工作面掘进，二次爆破工作中，以及用浅眼法开采薄矿床等情况下使用较多。其缺点是，无法保证药包准确起爆，安全程度上要比其它起爆方法差，而且劳动条件差。所以，重要的、大型的、要求起爆十分可靠，一次起爆的雷管数量多达数百发甚至上千发以上的大爆破工程中



(a) 点火筒剖面　　(b) 点火筒用法

图 8-6　点火筒构造及用法

1-外壳　2-出气孔　3-药饼　4-导火索　5-点火筒　6-扎绳

不宜采用火花起爆法。

2. 电雷管起爆法

利用电雷管通电起爆后产生的爆炸能去引起炸药爆炸，这种爆炸方法叫电雷管起爆法，又叫电力起爆法。严格说来，电雷管也是因为得到电桥丝发热后使引火物点燃，然后产生了火花而引爆的，所以其起爆原理与火雷管起爆相同。但它的点火方式是电力，这与火雷管起爆法必须用明火点燃不同。

引燃电雷管的电源，可以是直流电，也可以是交流电；可以是干电池、蓄电池，也可以是发电机或电力网的动力线电源。但是，不论何种电源，都必须有足够的，大于雷管额定的准爆电流，才能保证每个药包准确起爆。

电力起爆的首要条件，必须用导线把装入各药包的电雷管脚线，按一定顺序联接在一个统一的电源网路上，并能保证通过各电雷管的电流在规定的差额内；同时还必须有足够大的电脉冲起始能量，以使各雷管的点燃剂，准时发火起爆。因此，在设计电爆网路时，要求按照每个具体工程的药包位置和数量，详细准确地进行计算。

根据药包数量，导线种类和电源能量选择电爆网路的联接形式，可以分为串联，并联，并串联和并串并联等四类，而在较大爆破工程中常用的则为并串联和并串并联两种；串联、并联网路如图 8-7（a)、(c)所示，其计算方法完全按照电工学中

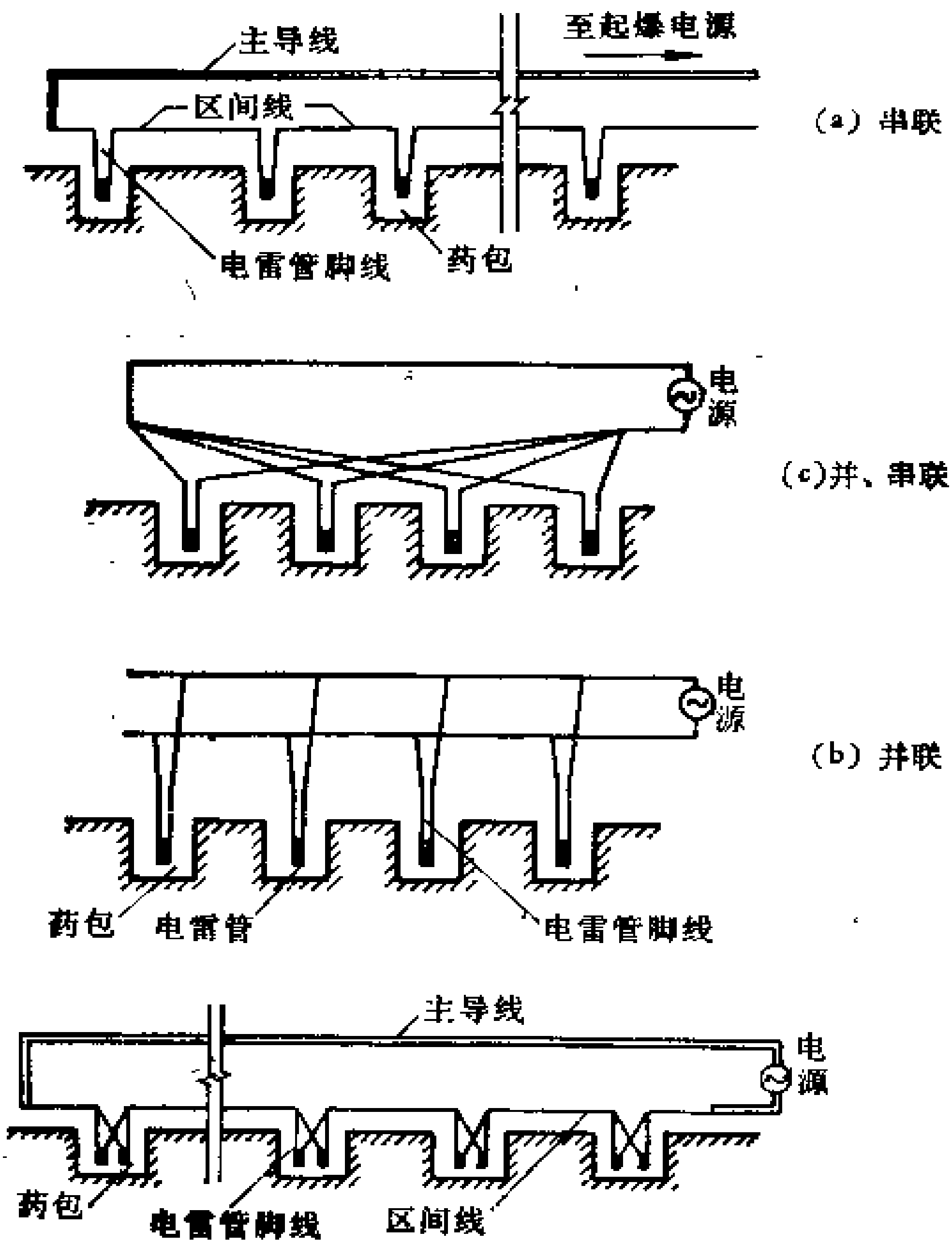


图 8-7　电力起爆法中三种联接网路

的有关定律。

并串联网路如图 8-7(b)所示，在工程实践中，并串联电爆网路经常应用于中小规模（20—30 个药包）的爆破，它具有：

(1) 各药包有两个以上的并联电雷管，可以避免发生拒爆现象，准爆的可靠性大；

(2) 操作简单，在铺设过程中易于检查，及时发现问题；

(3) 不需要特殊的电源设备等优点。

但在选用并串联网路时要注意，在各药包中并联的雷管数目要相同，并且是同一种型号和同批生产的雷管，而且每个雷管的电桥电阻的差值不能超过 0.2—0.5 欧姆，以免产生拒爆事故。

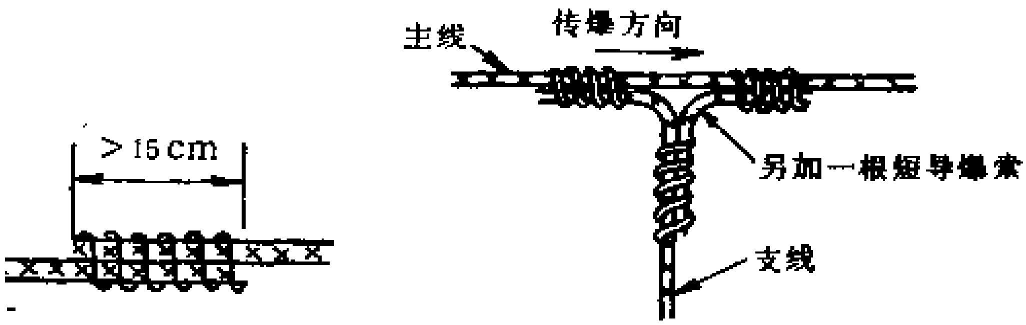
并串并联电爆网路又称复式网路，即在一个电爆网路中有串联，也有并联线路，串联和并联的结构是根据工程爆破的实际需要来决定。它一般应用于药包众多的大规模爆破、秒差或微差爆破(有特殊要求的爆破，如定向爆破、深孔爆破、光面爆破、预裂爆破)等爆破工程中。

3. 导爆索起爆法

导爆索起爆法是利用雷管的爆炸，首先引爆导爆索，然后由导爆索网路的爆轰引起炸药爆轰的方法。但使用此种方法进行爆破作业时，从装药、堵塞、联线等施工程序上都不接触雷管，直到一切准备就绪，即将进行爆破前才接上起爆雷管。因此，它的施工安全性要比其它起爆方法好，这是一个突出的优点。

由于导爆索的爆速很高，所以它把爆轰波传递到距离几米至几百米范围内的各药包时，基本上能起到同时起爆的作用。但由于导爆索传递爆轰波具有方向性的特点，在联接起爆网路时必须注意每一个分支都要把接头迎着传爆的方向。

如图 8-8(a)所示.在通常的施工中,为了确保每个药包的起爆可靠性，应当使不同方向传过来的爆轰波，都能达到起爆目的,因此采用三角形联接方法,如图 8-8(b)所示.同样的原因,导爆索不能有两根或两根以上互相交叉重迭，否则会在其中一根爆炸时，炸断其它与之相交的导爆索，使其失去传爆作用;也不能把一根导爆索扭结或折成 90° 以下的锐角,以避免折断或炸断的情况发生.



(a) 平搭接　　(b) 三角形联接

图 8-8　导爆索的联接方法

导爆索起爆网路的联接形式,有串联、并联和并簇联接法三种,如图 8-9 所示.

4. 导爆管起爆法

导爆管是 60 年代后期才发展起来的,所以导爆管起爆法也是一种新型的起爆系统．导爆管起爆系统主要由导爆管,导爆延期雷管，传爆雷管和连接块等部分组成．这些组成部分的元件是专用的，不能和其它非导爆管起爆系统的爆破材料、如导爆索，普通雷管等互相配套使用,现分别介绍导爆管起爆系统的几个元件.

(1) 导爆管

是一根外径为 3 毫米，内壁涂有薄薄一层副起爆药的塑料软管．软管内所涂炸药量每米仅有 20 毫克(而导火索药量

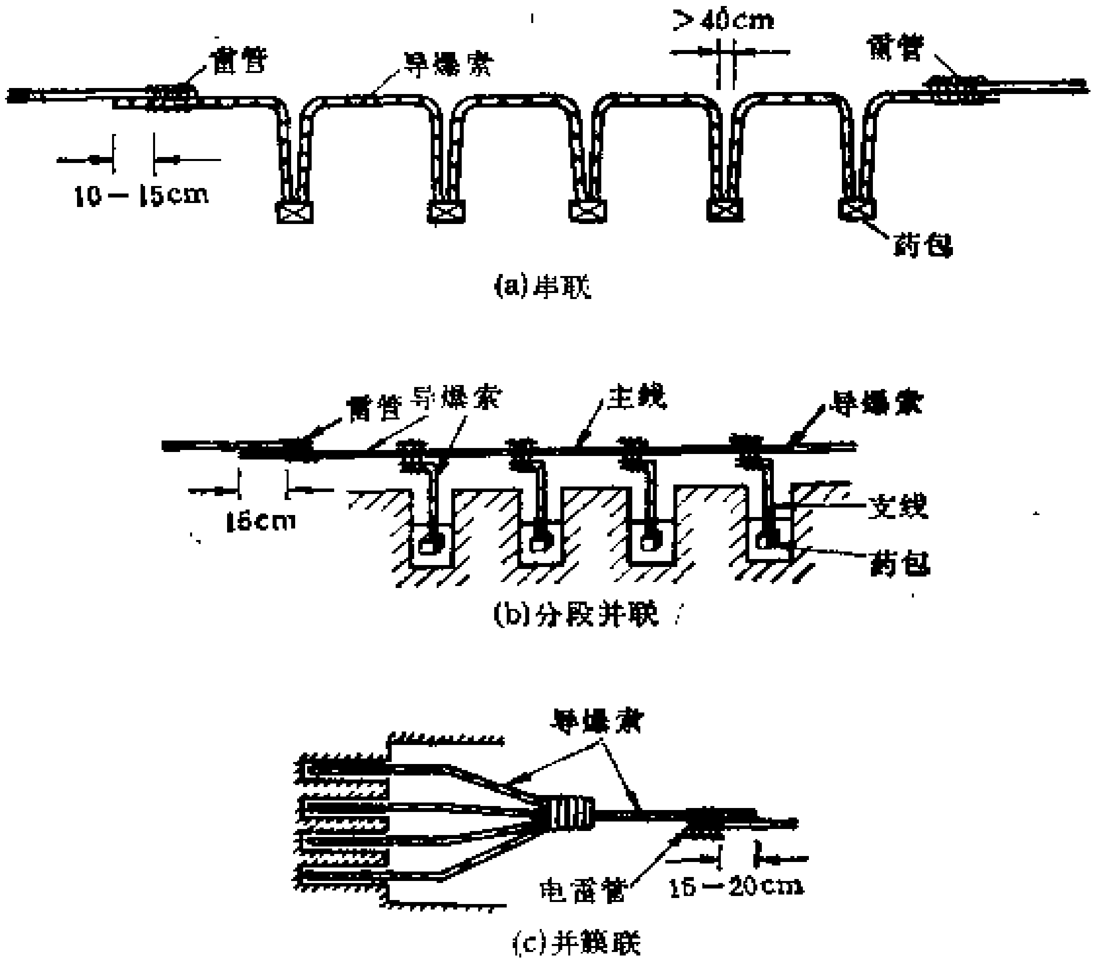


图 8-9　导爆索起爆网路

是每米 8 克，导爆索是每米 13 克），爆炸后的爆轰波以每秒约二千米的速度在软管中传播，爆轰波通过时，虽然爆力很强，但软管并不破坏，即使拿在手里也没有什么不适之感。试验表明，用火或撞击均不能使它起爆，所以导爆管非常安全。

导爆管采用下面三种方法起爆：

（i）用击发枪击发引火帽，从而引爆导爆管，这种方法能够控制发火瞬间，并能在接近爆破面的隐蔽所中进行；

（ii）导爆索引爆，通过连接管或击发管与爆破网路相连，由导爆索传递爆炸能源起到引爆作用；

（iii）雷管引爆，通过连接管或击发管与爆破网路相连

接，也能由雷管的爆炸引爆，但因不够安全，由雷管引爆导爆管的方法不宜推广。

（2）导爆延期雷管

是导爆管起爆系统末端的爆炸元件，用于引爆炸药。因它有延期机构，故称导爆延期雷管。其构造如图 8-10 所示。

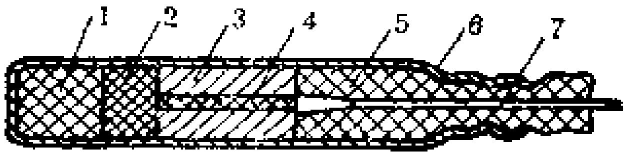


图 8-10 导爆延期雷管结构示意图
1-猛炸药 2-起爆药 3-延期管 4-延期药 5-塑料塞 6-铝壳
7-导爆管

根据导爆管起爆系统的特点和实际爆破的需要，导爆延期雷管从 3 段开始，共分 30 段，其中 3 到 20 段延期时间为 75—500 毫秒，每段间隔时间为 25 毫秒；下面 6 段间隔时间为 100 毫秒，段号为 24，28，32，40，44；最后 6 段段号为 50，56，62，68，74，80，每段间隔时间为 150 毫秒。所以各段的延期时间是 75—2000 毫秒。

图 8-10 中表明，自导爆管 7 的爆轰波，引燃延期药 4，延期药在延期管 3 中缓慢燃烧，在规定的延期间隔时间后，引燃起爆药 2，并立即引起猛炸药 1 的爆炸，从而完成对药包内炸药的起爆作用。

（3）连接块和传爆雷管

是导爆管起爆系统的另一个重要组成部分。通过连接块将二个或多个导爆管连接在一个起爆网路上，并通过连接块里的传爆雷管的爆炸，将爆轰波逐级传递下去，引爆整个爆破网路，从而实现多炮孔和大面积多药包的准确起爆。

传爆雷管没有延期装置，所以它的传爆作用是瞬时的，它

在连接块里的位置和它本身的结构如图 8-11 所示。

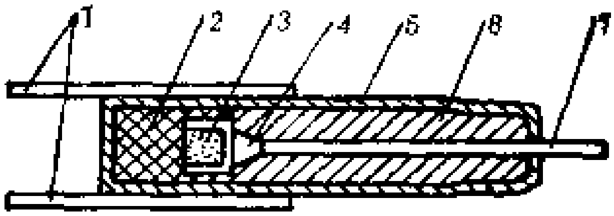


图 8-11　传爆管结构示意图

1,7-导爆管　2-猛炸药　3-起爆药　4-加强帽　5-铝壳　6-塑料塞

5. 无线起爆法

无线起爆技术是电力起爆的一种比较新的形式。随着现代生产的发展，技术的进步，特别是爆破技术向军事和经济领域的广度和深度发展，无线起爆技术日益显示出它的重要性和实用价值。

无线起爆的使用范围分为空气和水下两种类型。空气中的无线起爆大多是由电磁波发生装置，发射出固定频率和波长的无线电波，指令装在起爆药包上的无线电波，接收器便按密码规定，打开起爆装置的开关，接通电源电流，引爆起爆药包。由于空气能够良好地传递电磁波，因此遥控距离几乎是可以无限的；但由于经济原因，一般的工程爆破不大用此种爆破起爆技术。但在军事上、人造卫星、导弹等利用此种起爆技术却有很大优点。特别是近年来此种起爆技术常被一些恐布分子(在国外)利用，进行破坏，暗杀等活动。

在水下爆破中，由于电磁波被水吸收，所以电磁波在水中传播时很快衰减。因此水下无线起爆技术是用声波传递密码信息，在水下药包上的接收装置按密码指示，打开起爆药包的起爆装置，接通起爆装置内引爆电源的电流，实现水下无线起爆。采用声波水下无线起爆技术，避免了在深水水下拉线起

爆许多技术上和施工作业的困难，而且安全准爆的可靠性大大增加了。所以无线水下起爆技术，对于实现水下爆破有着特别重要的意义。因此，水下无线起爆是一门很有发展前途的起爆技术。

6. 联合起爆法

在大规模、大药量的爆破中，为了确保爆破工作的安全可靠，避免发生拒爆事故，首要的问题就是要保证起爆的可靠性。合闸通电或点火后，必须能保证所有雷管(或药包)都起爆，不发生哑炮。在某些药量虽不大，但工程性质很重要的情况下，也有同样的要求。为此经常采用提高起爆可靠性的措施，或者采用双重的起爆网路，分别提供两套起爆能量，或者加强起爆药包的起爆能力，使之准确起爆。这一类加强起爆可靠性的起爆方法叫做联合起爆法，或叫复式网路起爆法。

联合起爆法是在不得已的情况下采用的。某些爆破工程不允许拒爆，宁可多花点材料和人力，也要保证起爆。在一般情况下，不能盲目采用这种方法，否则会造成不必要的经济损失。

常用的联合起爆法有以下三种：

(1) 两套互相独立的电爆网路

在同一个起爆药包中安设两个电雷管，这两个电雷管分属于两套独立的电爆网路，这两套电爆网路同时起爆。

(2) 两套相互独立的导爆索网路

两根分属于两套独立的导爆索网路的导爆索同时插入一个药包，两套起爆网路同时起爆。此种起爆方法用于不宜采用电力起爆的爆破工程中。

(3) 一套电爆网路加一套导爆索网路

每个药包中除装入属于电爆网路的电雷管外，还插入属

于导爆索网路的导爆索，这两套网路同时起爆。

§8-2 岩石爆破的机理

爆破是目前采矿工程中破碎岩石的主要手段，在装药爆炸作用下，岩石的破碎过程是非常复杂的。由于岩石的不均质性和各向异性等性质，以及药包爆炸反应的高温、高压和高速等复杂因素的影响，人们至今对于岩石爆破破坏机理仍然了解得非常不够。

一、岩石爆破破坏原因的几种假说

由第三章爆轰理论及第六章岩土中的爆炸理论知识可知，岩石爆破破坏是一个炸药能量释放、传递和作功的过程。然而这一过程非常短促，理论上来讲只在几十微秒之内就完成，所以到目前为止，对岩石爆破破坏的观测，现有的测试手段还不能满足需要。所以对于岩石爆破破坏的机理，人们从众多的爆破实践中，得出很多的假说，但可以归纳为下面三种假说，现分述如下。

1. 爆轰气体产物膨胀压力破坏理论

这种假说认为岩石的破坏，主要是由于爆炸后，产生的爆轰气体向外膨胀的压力造成的。炸药爆轰时，在药包周围的岩石中压缩应力场引起岩石质点的径向移动，而爆轰气体产物膨胀的压力作用则大大加强了岩石质点的径向移动，从而使裂隙向远处发展。岩石移动的阻力在最小抵抗线方向最小，岩石质点移动速度也最高，而在阻力不等的不同方向上造成岩石中的剪切应力。当这种剪切应力超过岩石的极限抗剪

强度时，岩石便发生破坏。如果在岩石开始破裂时，爆炸腔中的爆轰气体产物的压力还足够高的话，则将引起破碎岩块沿径向方向朝外呈抛掷运动(即第六章中的抛掷爆破现象)。这种假说，认为岩石的破坏主要是靠爆轰产物向外膨胀的压力作用。

2. 应力波反射破坏假说

这种假说认为，爆破时岩石破坏主要是自由面上应力波反射转变为拉伸波造成的.炸药爆炸后形成的爆轰波，立即在岩体中传播，但在传播过程中遇到自由界面(或不同性质的岩层)，产生反射现象，反射后压缩波变为拉伸波，因此相当于我们在第二章中介绍的弹性波在长杆中传播时遇到自由面会产生“层裂”现象，而使岩石破碎.

3. 膨胀气体压力和反射拉伸波共同作用假说

在实际爆破工程中，膨胀气体压力和反射应力波(拉伸波)都对岩石的破坏起重要作用，而且两者之间密切相关，又相互影响。较长时间的气体膨胀压力作用可以使岩体中继冲击波传播之后，造成更长久的应力状态，从而有利于促使裂隙的形成和发展。在自由面处应力波反射可以加强压缩应力波最初造成的径向裂隙的发展。但是应力波的破坏作用和爆轰气体膨胀压力的作用性质是不相同的。应力波首先以冲击波的形式出现，经作功和衰减后转变为弹性波，而遇自由面后形成反射拉伸波，产生层裂现象。应力波的强弱与炸药的爆轰状态参数直接有关。但膨胀压力则近似的相当于静力作用，它与爆轰反应结束时气体体积和能量的生成量，以及能量释放速度等因素有关。

一般来说，对于坚硬的岩石的爆破破坏，应力波的作用是主要的，产生应力破坏效应。而对于软岩石的爆破破坏，则爆

炸气体膨胀压力的作用是主要的，产生作功效应。所以对于不同性质的岩石和不同爆破目的，对爆破作用的应力波强弱和气体作用时间的长短应有适当的要求，以达到较好的技术经济效果。

二、单个装药的爆破作用

1. 装药的形状

用于爆破的一定形状和一定重量的炸药叫做装药，又叫药包。装药的形状，一般有球形装药，圆柱装药和扁平装药。但在矿山开采中，又有圆柱形延长装药，其形状是一个圆柱形，而且长度超过圆柱直径的 4 倍，这是为了适应圆形(钻孔)炮孔的需要，浅孔爆破用的装药直径一般为 32 毫米，长 150—200 毫米，重 150 克左右；露天深孔爆破用的装药直径为 200—210 毫米，长 500 毫米左右，重数千克；而井下深孔爆破用的药包直径为 40—60 毫米，长 300—400 毫米，重 0.5—1 千克。圆柱状延长药包爆破时，其冲击应力波的传播方向以径向为主，而轴向的爆炸能量分布较少。但在药包带有聚能穴时，则会有聚能流。

另一种装药形式，叫集中装药，凡直径与长度或宽度相差不大，差值不超过 4 倍的装药，在工程上都可以将其看成是集中装药，或叫球形装药。前面几章中的爆轰理论我们都是在球形装药的基础上来研究的，因为球形装药的爆轰，可以利用点爆炸理论，再利用爆炸相似律，为研究爆轰理论提供了很大的简化。

对于延长药包与集中药包的区别，工程上通常用一个规定的系数来划定。即如上所述，自药包中心到药包表面的最

小距离和最大距离之差不大于4倍的叫集中药包，大于4倍的则称为延长药包。为了判定药包的集中程度，则用集中系数 ϕ 来表示，如果 R 代表药包中心至表面的最大距离，则

$$\phi = \frac{0.62\sqrt[3]{V}}{R}$$

式中：V 为药包体积(立方米)，在工程上 $V=W/\rho$；W 为装药重量(吨)，ρ 为装药密度(吨/立方米)，则上式可改写为

$$\phi = \frac{0.62\sqrt[3]{W/\rho}}{R} \tag{8-1}$$

由(8-1)式算得的集中系数 $\phi \geqslant 0.41$ 时，为集中装药，$\varphi < 0.41$ 时，则为延长药包。在一般情况下，ϕ 的数值没有多大意义，但在进行大量爆破设计时，要求得到良好的抛掷效果时，必须考虑 ϕ 值，并据此合理设计药室的形状。

2. 爆破自由面

一般在爆破工程中，我们都利用了爆破自由面(临空面)这一条件。岩石与空气、水或其他介质的界面叫做爆破自由面，又叫临空面。爆破自由面的存在，对爆破效果有很大的影

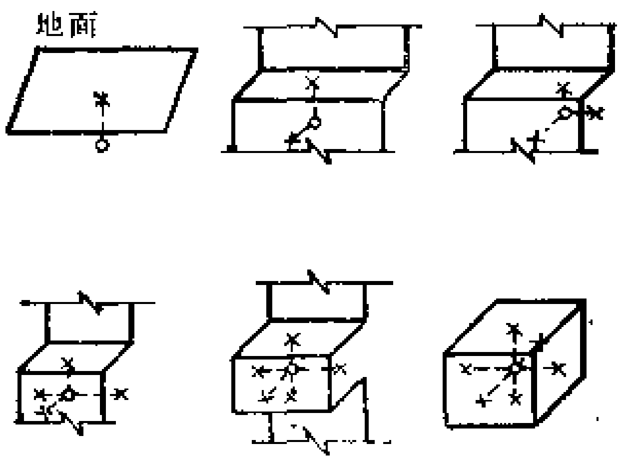


图 8-12 自由面个数对爆破条件的影响
O-药包 ×-自由面数目

响。自由面的存在是爆破岩石的必要条件，但是自由面对爆破作用影响程度的大小，以及如何有效利用自由面，则有以下规律可循：

（1）自由面的数目愈多，爆破效果愈好，耗药量也愈少。图 8-5 是表示自由面为 1—6 个的情况，由于自由面的逐步增多，对爆破效果的影响，其药量减少的倍数，如表 8-5 所列的数值。

表 8-5　自由面数目和药量的降低

自由面数目	1 个	2 个	3 个	4 个	5 个	6 个
药量消耗比例	W_1	$W_2 = W_1$	$W_3 = 0.66W_1$	$W_4 = 0.5W_1$	$W_5 = 0.4W_1$	$W_6 = 0.25W_1$
备注		药量未减，但爆落岩石增加				

在掘进工作中，只有一个自由面，故常用一个中空大眼不装药，图 8-13 所示，作为第二自由面，可提高爆破效果。

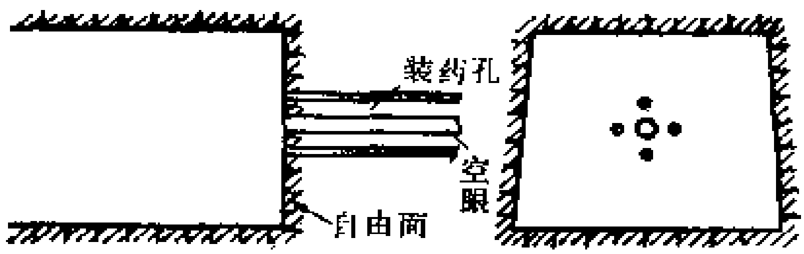


图 8-13　不装药的空眼作为第二自由面

（2）自由面面积愈大，爆破效果愈好。图 8-14 所示为掘进掏槽爆破时逐步扩大自由面，后起爆的炮眼眼距愈大，药量却反而节省，就是利用了这一规律。

（3）自由面与炮眼方向间的关系，垂直时效果最差，平行

时效果最好，斜交时介于中间。

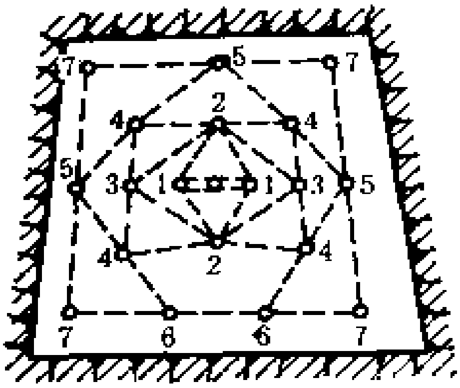


图 8-14 掘进时逐步扩大自由面
1,2,3,4……7 是爆破顺序

（4）自由面的位置在炮眼上面爆破效果最差，在下面爆破效果最好，在侧面次之。

（5）自由面与炮眼的间距要适当。选择合适的最小抵抗线 *W 值，可以使爆炸能量充分利用，从而节省炸药和减少炮眼数目，提高爆破效果。

3. 填塞的意义和作用

将炮眼与装药之间的空隙，用一定的材料充填起来，叫做填塞，或叫堵塞及充填等。

填塞的目的是为了增加爆压的作用时间，延长爆炸产物膨胀前的高温、高压过程，目的是提高爆炸能利用率。经试验表明，对于在相同爆破量的情况下，炮眼不填塞情况下炸药消耗量要比填塞的增大 10—15 倍，由此可知，填塞的作用是不可忽视的。另外，从炸药本身爆炸时的化学反应过程来看，由于爆炸气体的膨胀性极大，在无填塞的情况下，往往使炸药不能完全反应，炸药的爆炸能不能充分发挥，可燃物不能充分氧化，降低了炸药爆炸能的利用率。再说，从安全角度来看，不充分填塞时，由于炸药化学反应不完善，产生大量有毒、有害气体，所以也要求充分填塞。

但是从爆破的工程实践中得出，不同爆破条件下，填塞的作用是不完全相同的：当药包重量小，炸药密度低和爆速慢情况下，填塞对提高爆炸能利用率的作用就明显。反之，在药量大，爆速快，装药密度高时，由于爆炸能损失率相对较低，孔内的爆压下降小，填塞对爆破效果就不甚明显了。再如在光

面爆破和挤压爆破时，填塞作用也相对地要降低。

4. 装药量的确定

对于装药药量的确定，目前一般是用经验公式，对于抛掷爆破和松动爆破在第六章中已作了介绍。炸药药量的确定与岩石性质、爆破的条件、自由面状况、崩落岩石量等因素有关，其中岩性及爆破条件往往是确定不变的，所以只需根据需要爆破的岩石量来求取炸药量的大小。

(1) 对于抛掷爆破装药量的经验公式为

$$W = K{}^*W^3 \quad (千克) \tag{8-2}$$

上式是在平地抛掷爆破的特定条件下的公式，且是 $n = \frac{R}{{}^*W} = 1$ 时的药包重量计算公式。

式中 $^*W$ 为最小抵抗线(见第六章)；n 为爆破作用指数，根据实践经验表明，n 值与药包重量的变化关系是函数关系，所以(8-2)式应改写为 $W = K{}^*W^3 f(n)$，对于爆破作用指数函数 $f(n)$，各国爆破工作者曾经提出了各种各样的经验公式，而一般是采用鲍列斯科夫的经验公式：

$$f(n) = 0.4 + 0.6n^3$$

所以对于加强抛掷爆破的装药量为

$$W = K{}^*W^3(0.4 + 0.6n^3) \quad (千克) \tag{8-3}$$

(2) 松动爆破装药量的经验公式

正常松动爆破时的装药量为抛掷爆破的 1/3

$$W = \frac{1}{3}K{}^*W^3 = 0.33K{}^*W^3 \quad (千克) \tag{8-4}$$

但根据某些爆破工作者的建议，利用上式计算的松动爆破效果并不好，他们建议用

$$W = 0.44K{}^*W^3 \quad (千克) \tag{8-4a}$$

而在减弱松动爆破时，药量可减至

$$W = (0.125 - 0.44)K^*W^3 \quad (\text{千克}) \qquad (8\text{-}4b)$$

从上面几式可以看出，药包的重量可以相差三倍之多，而要得到符合实际而又准确的装药量，其关键在于选取合适的单位药量系数 k。在工程实际中，必须根据工程的设计目的，通过试验去选取合用的 k 值，选取 k 值的办法是：一方面根据国家对该类岩石规定的炸药消耗定额，另一方面考虑岩石性质情况，根据实际选取(带有一定的经验性)。

三、影响爆破作用的因素

前面所介绍的药包重量计算公式，只是各种爆破药量计算的最简单的基本形式，在工程实用中其结果是不够准确的，还需要通过实验来确定比较准确的系数。但是影响爆破作用的因素很多，要想达到预期的爆破效果和进一步改善爆破效果，就必须对影响爆破作用的各种因素作出正确的分析，然而在这方面的工作还做得远远不够。影响爆破作用的因素，可以归纳为主要的三个方面：炸药性能与药包结构；爆破方法、爆破参数与爆破工艺；岩石性质和构造。

1. 炸药的性能与药包结构对爆破作用的影响

对爆破作用有影响的炸药性能参数有炸药密度，爆速，炸药波阻抗，爆轰压力，炮孔压力，爆轰气体产物的体积，以及爆炸能量利用率等。现扼要简述之(有些影响因素，前已叙述过，不再赘述)。

(1) 爆破能量利用率

炸药是爆破的能源，提高炸药能量利用率，有效的破碎岩石是改善爆破效果的关键。药包周围岩石的局部过度粉碎，

强烈的抛掷和空气冲击，爆破范围以外的地震效应和局部破坏等属于无益消耗的爆炸功。改善爆破效果就要提高有效爆炸功和降低无益爆炸功所占的比重

（2）爆轰压力和爆炸压力

对于破碎坚韧密实的岩石，爆轰压力是炸药对破碎岩石影响很大的性能之一。在爆轰反应过程中，于 *C-J* 平面上形成的压力同炸药的密度和爆速平方的乘积成正比关系。所以对于爆破坚韧密实的岩石，应该选用有较高密度和爆速的炸药。爆炸压力是炸药对破碎岩石的又一个重要因素。由于炸药爆轰反应过程极为短暂，常在岩石破碎过程完成之前已告结束，所以爆轰压力起作用的时间不如其后出现的爆炸压力作用时间长。在破碎较软弱的岩石时，爆炸压力是很重要的。

（3）药包结构和几何形状

装药结构的改变也可以引起炸药爆炸性能的改变，从而提高爆炸能量有效利用率。

药包的几何形状对爆炸作用也有影响，在球形装药爆破时，爆轰波作用方向同爆轰气体产物作用的方向完全一致，它们都是从爆轰中心向四周传播的。这对于降低炸药单位药量和改善破碎块度都是有利的。

2. 爆破方法，药包布置和爆破工艺对爆破作用的影响

最小抵抗线和炮孔间距的相对大小对爆破作用的影响也是很重要的，炮孔间距取得过小时，容易造成沿炮孔联心线破裂而沿最小抵抗线方向的岩石得不到充分的破碎。孔距过大时又会使相邻两孔之间的岩石爆破不下来。

起爆药包放在什么位置决定着药包爆轰波的传播方向，也决定着应力波和岩石破裂、破坏的发展方向。对于药室爆破时，通常是将炸药放在药室中心，以使爆轰波向四周传播时比

较均匀，长条形(延长圆柱形)装药的爆破时，传统的方法是将起爆药放在孔口第二个药卷的位置。

在成组装药爆破时，各个药包起爆的先后顺序也是重要的。先起爆的药包将一部分岩石炸碎并抛移到一定距离，给后续起爆的药包创造了新的自由面。

3. 地质、地形条件对爆破作用的影响

对于工程爆破来说，地质、地形条件直接影响着爆破效果的好坏，而地质、地形条件包括了岩石的物理力学性质，岩石的结构，地质构造和地形条件等等。这是一个非常复杂的问题，必须根据实际情况来具体分析。

§8-3 控制爆破技术

在采矿工程和土石方开挖工程中，如果采用一般的爆破方法，在爆破过程中往往使围岩受到某种程度的损坏：扩展原有的节理、裂隙和产生新的破坏性裂隙，以致降低围岩原有的强度和稳固性；局部超挖；产生有害的地震效应，危及附近的建筑物等。这些副作用将给生产作业，支护和维修工程造成困难和隐患，甚至造成事故。针对这些危害，可以有两种防护方法，一种叫“被动防护”，即对围岩、巷道和因爆炸而会受影响的建筑物采取加强支护，和其他加固措施，增加这些构筑物的防护强度。这样必然要使用一定的材料和人力，增加经济负担。另一种叫“主动(积极)防护”，即我们在前一章中谈到的降低爆炸地震效应的几个措施。在爆破过程中采取适当的方法，使围岩不受明显的破坏，保持原有的强度和稳固性，使爆破地震效应降低到最小程度。在此背景下，发展了光面爆破，微差爆破，预裂爆破等所谓控制爆破技术。下面分别予以

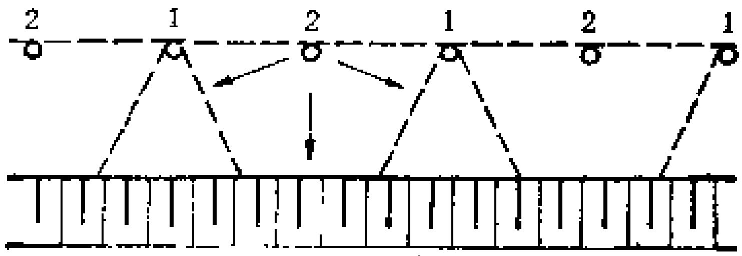
介绍。

一、微差爆破技术

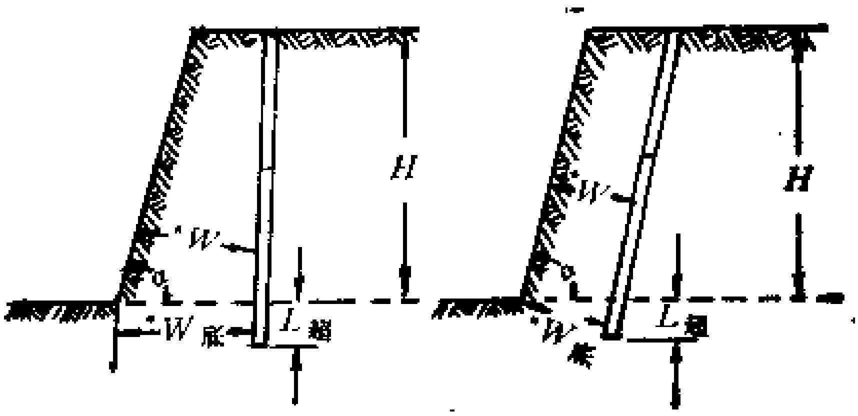
关于微差爆破在降低爆破地震效应方面的作用，我们在前一章中已经叙述过，微差爆破不仅有上述的一些优点，而且还能明显地提高爆破效率。

1. 微差爆破的作用原理

我们以露天台阶单排孔爆破为例，如图 8-15 所示。沿台



(a) 平面图



(b) 剖面图

图 8-15 台阶深孔爆破

*W-最小抵抗线 *$W_{底}$-底盘抵抗线 α-坡面角

H-台阶高度， $L_{超}$-深孔超深

阶工作面上布置一平排深孔，相邻孔间隔错开，分为两组采用

微差顺序先后起爆。根据试验和观测，爆破破碎岩石的过程大致有下面的几个阶段。

(1) 先起爆的深孔相当于单孔漏斗爆破(图 8-15(a))的虚线。在压缩波和反射拉伸波的作用下，形成爆破漏斗。即爆破作用沿漏斗周边形成主裂隙，使漏斗内岩石与原岩分离，并形成较多的细微破碎裂隙。在此阶段，漏斗内的岩石尚未向外喷出，深孔内的高压爆炸气体尚未消失。

(2) 在第一组深孔破裂漏斗刚形成时，第二组微差延发的深孔装药紧接着起爆，已形成的破裂漏斗对于第二组爆炸深孔来说，相当于多了二个自由面；使得第二组爆炸深孔的最小抵抗线和爆破作用方向都朝着有利方向改变，增多了入射压力波和反射拉伸波在自由面方向破碎岩石的作用。又由于自由面增加，有利于改善爆破的效果，使得爆下的岩石块度均匀并减少前冲和后冲作用。

(3) 由于第一组先爆深孔、爆炸产生的应力波尚未消失之时，第二组后爆深孔立即起爆，两组深孔爆破产生的应力波相互迭加，即增加了爆炸压力，又增加了压力的持续时间，便使得破碎岩石的效果加强。

(4) 当前面一组深孔爆落的岩石喷出，尚未回落到地面时，后一组深孔爆下的岩石也朝刚形成的补充自由面方向飞散，引起相互碰撞而产生二次破碎作用，并可以使爆堆比较集中，飞散较远的碎石量也会减少。

(5) 由于两组深孔是相间布置的，相邻深孔先后以微差间隔起爆，因此爆炸产生的地震波能量在时间上和空间上都分散了，使地震波强度大大降低，其地震效应比一般爆破大约要降低 1/3，甚至可达 2/3。

2. 微差爆破时间间隔的确定

确定合适的微差间隔时间和准确地控制这个间隔时间是搞好微差爆破的关键问题，虽然微差爆破能达到降低地震效应和提高爆破效果等效益，但如果不能控制微差间隔时间或确定的间隔时间不合适的话，其效果是适得其反。因此国内外许多爆破研究工作者，提出了许多确定间隔时间的原则和计算方法，但按不同的计算方法得出的结果往往彼此相差较大。按照不同的需要，有不同的计算方法，如为了降低地震效应或提高爆破效果等都有各自的计算方法，下面分别介绍。

（1）按产生有效的应力波迭加作用确定的微差间隔时间

当前一组药包爆炸后，产生的压力波在岩体中传播时，随着岩体裂隙的产生，在岩石弹性作用下，开始出现反射回来的拉伸波时，在此时间内立即起爆相邻的第二组药包，可产生良好的爆破效果，从这个原则出发，微差间隔时间为

$$\Delta t = \frac{a}{C_p} + t_1$$

式中：a 为孔间距（米）；

C_p 为纵波波速（米/秒）；

t_1 为深孔内爆炸压力作用时间，其经验值为 $5\times10^{-4}\cdot\sqrt{W}$（秒）；

W 为深孔装药量（千克）。

所以

$$\Delta t = \frac{a}{C_p} + 5\times10^{-4}\sqrt{W}\ （秒） \qquad (8\text{-}5)$$

按上式计算的微差间隔时间 Δt 一般只有几个毫秒，实践证明此值偏小，在实际工程中一般的间隔时间为 10—150 毫秒。

（2）按形成第二自由面所需的微差间隔时间

先爆的深孔刚好形成了破裂漏斗，破裂漏斗与围岩已明显脱离的瞬间，后一组深孔立即起爆，其合适的微差间隔时间

为

$$\Delta t=\frac{2^{*}W}{C_{P}}+\frac{R}{v_{TP}}+\frac{S}{v_{CP}}\quad(秒)\qquad(8\text{-}6)$$

式中：R 为爆破产生的破裂漏斗斜边长(米)；

v_{CP} 为缝隙形成速度(米/秒)；

v_{TP} 为裂隙发展速度(米/秒)；

S 为缝隙宽度(米)，一般为 0.01 米。

上式中要确定符合实际情况的 v_{TP}、v_{CP} 是相当困难的，且式中把应力波朝自由面的传播和反射，裂隙沿破裂漏斗斜面形成和扩大看成是按先后顺序发生的，这并不符合实际情况，所以计算结果偏大，大约在 25—60 毫秒。

长沙矿冶研究所，在实践的基础上，对上式作了修正

$$\Delta t=(k_{1}+k_{2})\sqrt[3]{W}+S/v\quad(毫秒)\qquad(8\text{-}7)$$

式中：k_1 为正相波历时系数，由试验得出 $k_1=1.25—1.8$；

k_2 为负相波历时系数，由试验得出 $k_2=9(\alpha-0.18)$；

α 为炸药与岩石的波阻抗比值；

v 为岩块平均移动速度，由实测得到 $v=4—7$(米/秒)。

这个计算方法是否适用于一切条件下，还需要从生产实践中来验证。

(3) 按地震效应最小的原则确定微差间隔时间

按此原则确定的间隔时间有两种方法：第一种是使前后起爆的深孔产生的地震波主震相刚好错开，以便显著的降低有害的地震效应；第二种是使前后起爆的深孔产生的地震波相互干扰，以最大限度的降低地震效应。如果地震波波形比较规则，前后两个地震波的周期、频率、振幅比较接近的情况下(在均匀、致密的岩体中可达到此要求)，取微差间隔时间为

$$\Delta t = \frac{1}{2}T',\ \frac{3}{2}T',\ \frac{5}{2}T',\cdots$$

T' 为振动周期，可获得理想的干扰，合成后的地震波振幅很小。

（4）根据经验公式确定微差间隔时间

由抵抗线在 0.5 米到 8 米之间的爆破结果表明，取得最佳破碎效果的抵抗线与延发时间之间是一直线关系，这一间隔时间为

$$\Delta t = k^* W \qquad (\text{毫秒}) \qquad (8\text{-}8)$$

式中：$^*W$ 为最小抵抗线或底盘抵抗线(米)；常数 k 是根据试验或生产统计资料得出的经验系数，在露天台阶爆破条件下，$k = 3—5$ 毫秒/米。

上面的公式都是在露天台阶爆破下的计算方法，其他一些场合下爆破时，情况要复杂一些，所以要经过一定的试验，或者参照类似的经验来确定间隔时间。在矿山爆破中常用的间隔时间是 15—30 毫秒。 如被爆破岩石越硬和深孔间距越小，爆破的延发时间也越短；在需要增加矿岩产量和降低地震效应的情况下，采用较短的间隔时间；假若必须将被爆破岩石抛往予定的方向，则间隔时间就应当长一些。

3. 微差爆破的主要参数

在微差爆破中，每个药包单独克服底板抵抗线，而底板(盘)抵抗线的大小决定于药包的直径和岩石的物理力学性能。在进行微差爆破时，其底板抵抗线，孔距和梯段高度（见图 8-15 (b)）一般都大大超过被爆岩体内地质节理的直线尺寸，这样药包就无需克服岩石本身的抗剪强度和抗拉强度。

实践表明，在微差爆破中，单位炸药消耗量 q 通常决定于岩石的容重，且与岩石的容重 γ 成正比，可用下式表示

$$q = 0.000175\gamma \qquad (8-9)$$

式中： q 为单位炸药消耗量(千克/米³)；

γ 为岩石的容重(千克/米³)。

于是，在一个深孔中，能够克服底板抵抗线的药量应该是

$$W = q^*WaH \qquad (8-10)$$

式中：H 为梯段高度(米)；

a 为药包的间距(米)。

$^*W$ 为底板抵抗线。

实际上孔距为底板抵抗线的(0.4—1.0)倍。

4. 微差爆破方法

目前在爆破工程中，一般应用如下三种方法来进行微差爆破的。

（1）采用借助于换向开关仪或以专门的电爆网路来起爆普通瞬发电雷管。即运用换向开关仪，每隔一定时间依次供给各起爆药包的电雷管的起爆电流进行爆破。这种装置如同商店的广告霓虹灯一样，每隔一定时间，变换一组花样（隔一定时间起爆一组电雷管）。

（2）采用能保证导爆索线路延发爆破的专门仪器或发生装置进行微差爆破。就是利用导爆索进行微差爆破的爆发延续器（图 8-16）的专门发火装置。这种爆发延续器也叫继爆管。

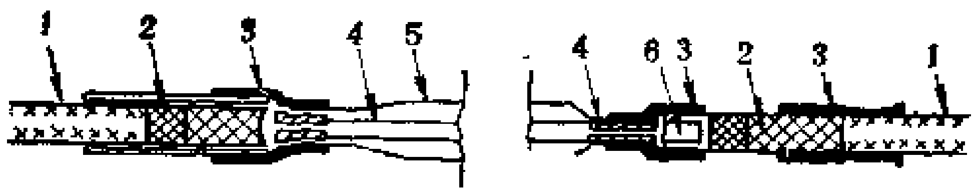


图 8-16 继爆管

1-导爆索 2-起爆雷管 3-夹具 4-金属套管 5-合成橡胶套管 6-延发剂

(3) 采用专门的毫秒延发电雷管，又叫微差电雷管，在上节中已有介绍。

在上述的微差爆炸装置中，微差电雷管是进行微差爆破最理想的工具，因为采用这种雷管线路并不复杂，且不会因为第一个药包爆破所引起的电爆线路被炸断而产生拒爆，因为所有的电雷管，在同一瞬间已通电点火，只不过是起爆时间不同而已，而且起爆间隔时间也很正确。这种电雷管并可保证有很大的延发范围，如前所介绍的，可以从 10 毫秒直到 2000 毫秒。

二、挤压爆破技术

在一般情况下，爆破后破碎岩石的体积要比原岩状态下的体积增加 50—60%，这种增加的比例是由岩石的碎胀系数(第六章)来决定。所以在自由面处要留出足够的空间，在这种条件下的爆破称为自由空间爆破，这一预留空间叫"补偿空间"。在地下采矿中，为准备补偿空间，要进行拉底和拉切割槽。这种工作的作业条件很差，工作效率很低。况且有时由于矿体或围岩不稳固，不适宜于这种作业，不得不在较小的补偿空间条件下进行崩矿爆破。于是在实践中产生了挤压爆破技术，这种爆破技术，可以减少因岩石的抛掷和空气冲击波造成的能量损失，增加破碎岩块的相互碰撞和挤压所造成的补充破碎。

1. 挤压爆破的作用原理

微差挤压爆破所以能获得良好的爆破效果可以认为是辅助自由面增多，压力波迭加，岩块间相互的碰撞挤压作用以及地震波的相互干扰等几方面密切有关与相互补充的结果。

(1) 辅助自由面增多

如前所述，辅助自由面(即前面所说的第二自由面)越多，且药包与每一自由面的距离相等时，爆破效果就越好，而在进行挤压爆破时，一般都采用多组药包微差起爆，这就增加了自由面。

(2) 应力波的迭加

在微差爆破时，每次爆破使岩体内形成一个应力作用区，并不断向外传播，如果微差间隔时间选取得合理，先爆药包已使岩体开始产生裂隙，但在岩体中引起的应力尚未消失时，后爆药包产生的应力波又已传播到达，就使岩体连续处于应力状态，形成了应力波的迭加，加强了破碎效果。

(3) 岩块的碰撞和挤压

挤压爆破时，由于工作面前有压渣，因爆炸而破碎的岩块向外喷出时，冲击前面的压渣，这种高速的冲击与碰撞造成挤压效果，使岩块的爆炸动能用于辅助破碎，提高了岩石的破碎程度。同时，压渣被挤压得更密实，从而为后爆破的岩块挤出了补偿空间。

(4) 地震波的干扰

进行微差爆破时，由于分段起爆产生的地震波发生干扰

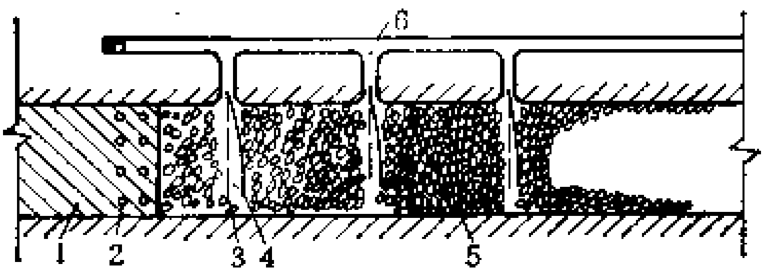


图 8-17 挤压爆破试验场的平面图

1-矿体 2-深孔 3-金属杆柱原位置线 4-爆后杆柱位置 5-松散矿石 6-观测巷道

而使地震效应减弱。

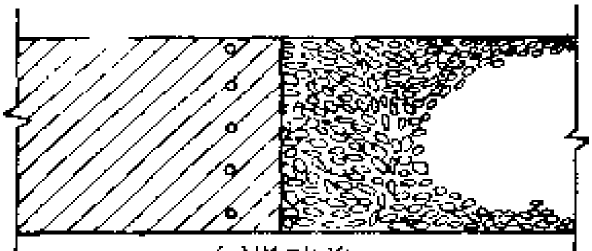
2. 地下深孔挤压爆破崩矿

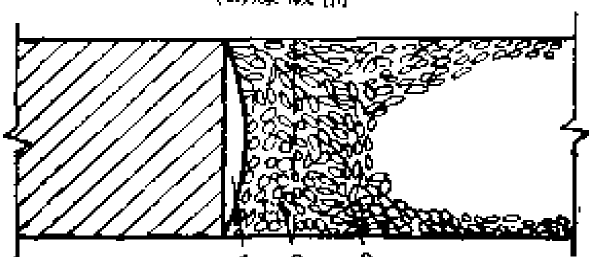
图 8-17 是垂直深孔崩矿挤压爆破试验采矿场，其右端为已崩落矿石区，充满着已破碎的松散矿石，左端为待爆破区，已钻凿成一排排深孔。

（1）挤压过程的规律

当待爆破深孔起爆后，将一层厚度等于抵抗线的矿石块破碎，已爆下的矿石在爆炸能的作用下向前挤压已破碎的矿石(即挤压材料)，产生补充破碎，同时占据一定的补偿空间。为了研究爆破区前面松散矿石的移动规律和挤压情况，可利用观测巷道进行挤压规律的实测。

爆破后在工作面处形成一道空槽，其最大宽度可达一米左右，这是高压爆炸气体膨胀的结果。此空槽在有结块性的矿石中特别明显地形成 3—5 米宽的松散矿石区，其碎胀系数约为 1.5 左右，图 8-18 所示。随着爆破层厚度增加，工作面


(a)爆破前



(b)爆破后

图 8-18 挤压爆破空槽的形成
1-空槽 2-位移区 3-挤压区

的空槽逐渐减小，直至完全消失。根据测定，崩落矿石的碎胀系数，爆破工作面的空槽宽度，松散矿石(受挤压材料)的位移随爆破层厚度而变化的关系如图 8-19 所示。从图上可以看出，当爆破层厚度达到 20—25 米时，空槽宽度、碎胀系数都显得过小，对挤压作用不利，所以挤压爆破层的厚度一般不宜超过 20—25 米。

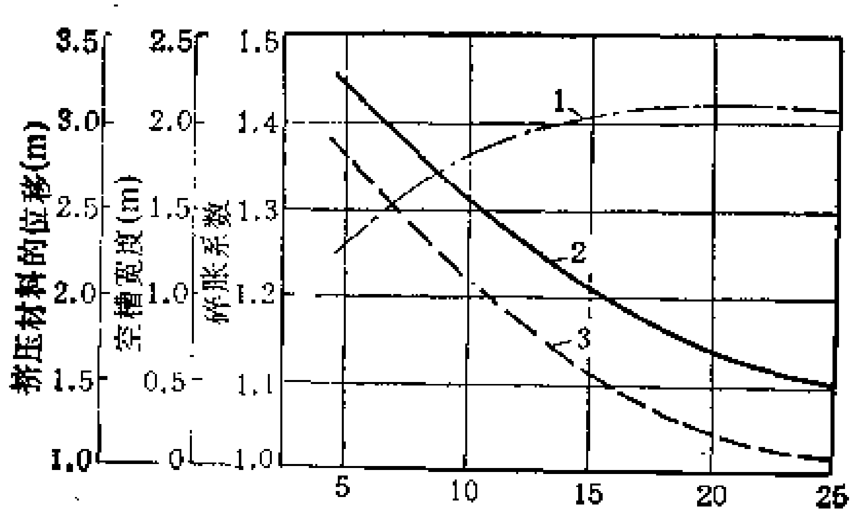


图 8-19 爆破层厚度的影响
1-挤压材料的位移 2-矿石的碎胀系数 3-空槽宽度

挤压爆破要取得良好的爆破效果，必须要控制在爆破工作面前面有一定宽度的空槽，空槽前面的松散矿石(受挤压材料)的碎胀系数要适当，不能过小。不能认为挤压爆破就不需要补偿空间，补偿空间还是要的，只不过可以小一些而已，这个补偿空间是靠每次爆破中的飞散矿石的动能挤出来的。

单排孔只有一次挤压作用，爆破效果没有明显改善，多排孔挤压爆破是地下深孔崩落矿石的常用的挤压爆破方法。各排爆孔以微差起爆法顺序起爆，因前后排起爆间隔时间很短，前面爆下的矿石在爆炸作用给予的动能和惯性作用下向前挤压，这时后排孔起爆，这样可以充分利用反射波的能量及减小

破碎层的阻挡作用．由于一排排深孔起爆，连续一次又一次造成挤压，产生多次反复的挤压破碎作用，挤压破碎的效果有越来越好的趋势．

（2）多排孔挤压爆破的参数与工艺

在多排孔挤压爆破时，要考虑下面几方面的因素：

一次爆破层厚度——在一定范围内增大第一次爆破层的厚度，可以改善爆破效果．但是爆破层太厚，爆破效果又会变坏，使矿石挤压过实，造成放矿及下一次爆破的困难，所以必须选择适当的爆破层厚度．一般是6—20米左右．

微差起爆间隔时间的选择——多排孔微差挤压爆破的微差间隔时间（排与排）应比一般微差爆破间隔时间约长30—60％，以便使前排爆破形成良好的空槽，为后排爆破创造良好的条件，充分发挥挤压作用．在坚固系数大的脆性矿石中微差间隔时间短一些（取增加百分率的下限），松散的、可塑性大的矿石中微差间隔时间则要长一些（取上限）．

补偿系数 k_B—— 补偿空间的容积 V_B 与崩落矿石原体积 V 之比，叫做补偿系数 k_B．于是

$$k_B = V_B/V \cdot 100\%$$

挤压爆破的补偿系数一般为10—30％．

3. 露天矿挤压爆破

在露天矿台阶爆破中，采用多排挤压爆破效果很好，破碎均匀，爆堆集中，一次爆破量大．可以减少爆破工作影响其他生产作业的时间：

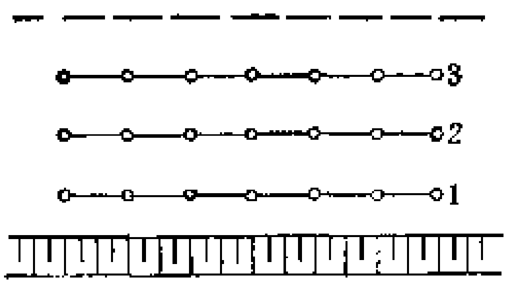
（1）露天矿挤压爆破的特点：

由于采用大型机械装载，不怕过度挤压，只要破碎均匀、块度适当，就不影响装载率；露天矿台阶爆破不存在补偿空间的限制，一次爆破面积大，深孔数目多，有利于合理排列深孔，

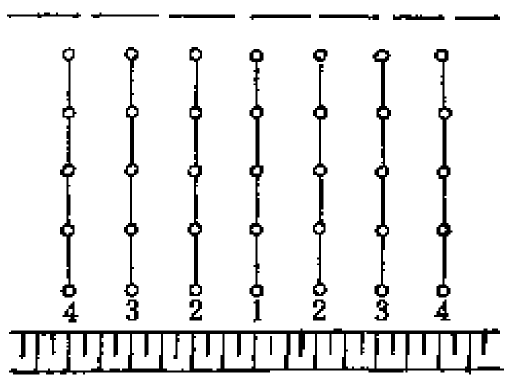
尽量利用排与排之间爆破碎块的相互挤压作用。

（2）布孔方案和起爆顺序

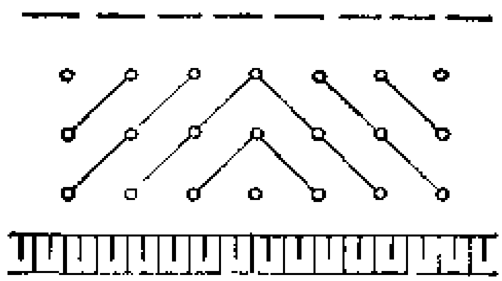
多排炮眼的布孔方案有三种，一种是每排平行于台阶的布孔，起爆顺序是离台阶最近一排孔首先起爆，然后顺序地向纵深起爆。第二种是每排垂直于台阶面布孔，在中间的一列孔首先起爆然后顺序的向两边各列起爆，第三种布孔是与台阶面成45°角的斜排孔，也称为槽形排孔，上面三种布孔方法和起爆顺序见图 8-20。



（a）顺序起爆挤压爆破——平行布孔



（b）横向掏槽挤压爆破——垂直布孔



（c）楔形掏槽挤压爆破——楔形布孔

图 8-20　几种挤压爆破的布孔形式

4. 井巷掘进中的挤压爆破

目前我国常将挤压爆破使用在竖井的开挖中，这种掘进方法是沿竖井全高钻进几个到几十个平行深孔，而利用其中一个或几个作为第二自由面以增加爆破效果。先掏槽，然后

逐步扩大到全断面，一般的布置如图 8-21。

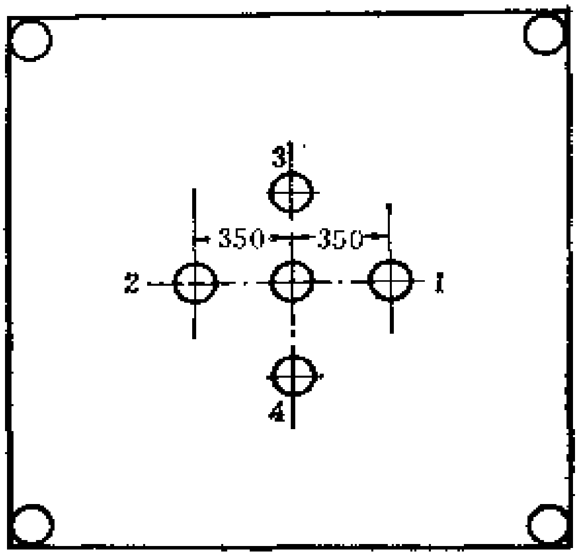


图 8-21　竖井深孔爆破的深孔布置

三、光面爆破技术

光面爆破是一种使爆出的坑道、隧道(巷道)或开挖面保持平整，围岩不受明显破坏的爆破新技术。

使用光面爆破技术后，能较精确地把设计断面内的岩石崩落下来，沿设计周边眼线形成爆裂面，而围岩固有的整体性、稳定性不因爆破而遭到破坏，且可以防止超挖(爆)。在铁路隧道，人防工程中的坑道等，目前基本上都用光面爆破来平整爆破面，然后用喷射混凝土或喷锚支护来被覆坑道，所以这种爆破技术已得到了广泛的使用。

1. 光面爆破的特点

光面爆破可以做到周边轮廓线较精确地符合设计要求，岩壁平整规则，围岩完整稳定等，所以光面爆破具体地有下面几方面的优点。

(1) 光面爆破可以使岩面平整，残留的孔壁痕迹清晰可

见，岩壁不平整度（指与设计开挖轮廓线的差距）在巷道中为5—12厘米，露天坡面不超过15厘米，所以基本上可以按照设计要求来开挖。减少超挖，省工、省料，提高工程质量和进度。

(2) 使用光面爆破技术，可使围岩不受明显破坏，为巷道、峒室和其他开挖工程的维护和使用创造了良好条件。

(3) 在工作面上几乎不会出现松石，不会有落石的危险，为安全施工创造了良好的条件，在围岩地质条件不良的地带施工，也不易触发冒顶、滑坡和塌方等事故。

(4) 能减少岩壁上的应力集中现象，使岩石应力缓慢地释放，这对地下深部井巷防止岩爆危害能起重要作用，能明显地降低和限制爆破地震效应，以及飞石、空气冲击波的危害作用等。

2. 光面爆破的机理

光面爆破是沿巷道、坑道的顶板和侧墙或其他工程的最终开挖面布置加密的深孔，而且在这些孔中进行减弱装药或部分不装药，同时起爆，爆破时沿这些孔的连接线破裂成平整的光面(一般来讲孔是平行于开挖的自由面)。

当同时起爆光面孔时，由于药卷直径比孔径小得多，药包爆炸产生的深孔压力经过空气间隙的缓冲后显著降低，已不足以在周围孔壁上产生粉碎区，而只沿光面孔的连接线方向形成少数裂隙，在需要崩落的一侧岩石中产生破碎作用。孔与孔间的裂隙贯通形成平整的破裂面——光面。

(1) 光面裂隙的形成

第七章中分析了不偶合系数值不同时，孔壁上最大切向应力随时间变化的规律。一般情况，光面爆破的不偶合系数D/d_0（D为炮眼直径，d_0为装药直径）在1.1—1.30之间变

化。D/d_0 变大时，孔壁上的最大切向应力 $\sigma_{\theta max}$ 减小，其 $\sigma_\theta = f(t)$ 的波形变平缓，作用时间延长。使爆炸能量以应力波形式传播的部分减小，而以准静定力(爆炸气体膨胀压力)的作用的能量增多。有利于形成应力迭加和应力集中，以及拉伸裂隙，而不易产生粉碎。由实验和生产实践表明，在光面爆破时，增大不偶合系数和减弱装药的措施可以消除压碎破坏，控制放射状裂隙的产生。

(2) 影响光面裂隙形成的因素

对形成光面裂隙的主要影响因素有装药量和装药结构，最小抵抗线与孔距的比值，起爆方法，空导向孔等，下面分别予以介绍。

(i) 装药结构

如前所述，为了保护围岩不被破坏，需用较大的不偶合系数 k ($k = D/d_0$，$k > 2.0—2.5$)，采用环状间隙装药和间隔装药，采用低爆速 ($D = 2000—3000$ 米/秒) 低密度的炸药。根据岩石的坚固性和炸药的特性，合理地确定不偶合系数值和装药结构是搞好光面爆破的关键之一。

(ii) 最小抵抗线与孔距的合适比值

光面爆破要合理地加密孔距，才能有效地形成光面裂隙。如果孔距过大，就不能形成光面裂隙，但孔距过小，要增加钻孔工作量，相应地炸药用量也增加，这不仅不经济，而且也会影响光面裂隙不平整，而达不到光面爆破的效果。

最小抵抗线应大于光面孔的孔距，最小抵抗线过小时，孔与孔之间的光面裂隙来不及贯通前，各孔就已形成各自的爆破漏斗，结果产生凹凸不平的破裂面。相反地，最小抵抗线过大时，光面裂隙容易形成，但在自由面方向的爆破效果可能要恶化，多出大块。由实践经验得到，孔距和最小抵抗线的比

值，以在 0.8—1.0 的范围为宜。

(iii) 起爆顺序

实验表明，光面爆破时以齐发起爆效果最好，微差起爆效果次之，同段秒差电雷管起爆效果最差。且光面爆破的起爆时间间隔不宜超过 100 毫秒，否则就达不到光面爆破的效果。

3. 光面爆破的参数

通常采用的光面爆破有 4 种：即密集空孔爆破；缓冲爆破；周边(光面)爆破；预裂爆破。下面分别介绍这几种爆破的参数。

(1) 密集空孔爆破

这是最早的一种光面爆破技术，具体做法是在开挖轮廓线上布置密集的空孔，靠近密集空孔布置一排加密的炮孔.这排炮孔要采取减弱装药，它同时起爆后，在密集空孔周围造成应力集中，沿密集空孔的连心线上爆裂形成光面，把爆破作用和爆破地震效应限制在密集空孔的一侧。

通常采用的密集空孔的直径为 34—75 毫米。孔距为孔径的 2—4 倍，直径大于 75 毫米的空孔因经济上不合理而很少采用。

密集空孔的偏斜率要严格控制，偏斜率过大或孔太深时会使孔底的间距过大或偏离予计的破裂面太远，不利于形成整齐的光面。密集空孔的深度一般不超过 10 米。

紧靠密集空孔的一排爆破孔的爆破参数要减小。孔距，排距为正常爆破孔的 50—70%，装药量为正常爆破孔的 50%。

密集空孔爆破所需的孔数太多，凿岩工作量大，费用高，所以目前已很少采用。只作为其他光面爆破的辅助措施，如在开挖面转角处或方向改变的局部地段采用。

(2) 缓冲爆破

缓冲爆破是在轮廓线上打一排加密的炮孔，在其全部或大部分孔中都装入减弱的药包，药包紧贴朝向自由面的深孔壁，并用细砂之类的充填物充填孔内空隙，孔口部分要填塞良好。在主爆破孔起爆后，清除爆堆，然后根据爆破工作面的情况，对局部凸出部分，补孔爆破，或适当地调整相应的深孔装药量，然后同时起爆缓冲爆破孔，一次将缓冲层崩落，爆破结果是沿缓冲孔连接线破裂成平整的光面。

缓冲爆破可以用较大的孔径，孔内堵塞物和空隙有利于吸收多余的爆炸能量，具有缓冲作用，可以减轻和阻止爆破作用对开挖轮廓面以外的岩石的破坏。

(ⅰ) 缓冲爆破的主要参数：孔径，孔间距，最小抵抗线(即光面层厚度)。当孔径和不偶合系数一定时，孔间距和最小抵抗线可按下式确定。

$$a = 10 - 15D$$

$$^{*}W = 15 - 20D$$

式中：a 为孔间距(米)；

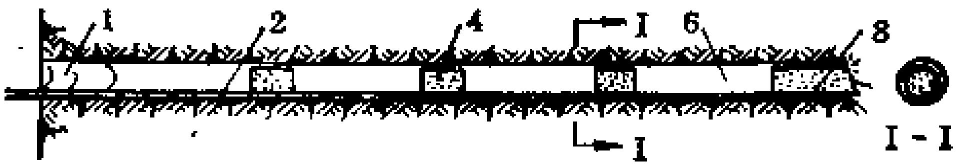
D 为孔的直径(米)。

(ⅱ) 缓冲爆破的装药：按照装药量和不偶合系数的大小，选用特制的直径为20—55毫米的药卷或标准药卷，采用连续装药或间隔装药。

(3) 周边爆破(或直接称为光面爆破)

这是目前最广泛采用的光面爆破之一，其作用原理和采用的爆破工艺与缓冲爆破基本相同，是缓冲爆破原理在掘进工作中的应用。同样是在设计的开挖轮廓线上，布置较密的炮眼和采用小直径药卷，及增大不偶合系数。不同的是周边爆破可以用于任何方向的炮眼，不用填充物而采用空气间隙

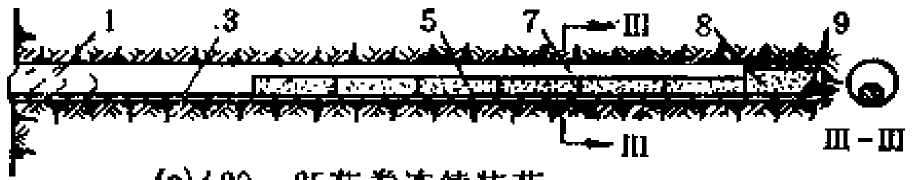
装药。药卷可以是连续装药也可以是间隔装药，如图 8-22 所示（缓冲装药的结构也是这样，只不过不是空气间隔，而有填充物填满）。



(a) ϕ32药卷空气间隔装药



(b)ϕ25药卷空气间隔装药



(c)ϕ20～25药卷连续装药

图 8-22 光面爆破装药结构

1-炮泥 2-导爆索 3-雷管脚线 4-1/2ϕ32 药卷 5-ϕ20—25 药卷 6-空气间隔 7-径向空气间隔 8-ϕ32 药卷 9-毫秒电雷管

周边（光面）爆破的周边眼布置的特点，主要是确定孔距、光面层厚和装药密度：

炮眼直径 D——目前常用的 D 是 35—45 毫米；

炮眼孔距 a——一般为 500—700 毫米，当拱形巷道的跨度较小时，周边眼孔距可以缩小到 400—450 毫米，当跨度较大时，岩石不坚固容易破碎，没有明显的层面影响时，眼距可以取得大些，800—900 毫米；

炮眼深度 L——从光面爆破的要求看，炮眼愈深，轮廓面的纵向平整情况愈能控制好。但在实践中，由于受到钻孔设

备的限制，炮眼不能过深。“预留光面层”法的炮眼深度可达2.5—3.0米；全断面一次爆破时炮眼深度一般为1.5—2.0米。炮眼轴线与轮廓线之间的偏斜度一般为3—5°。炮眼中的装药量一般为普通爆破装药量的$\frac{1}{3}$—$\frac{1}{4}$，即0.15—0.25千克/米。

周边爆破常用的参数见表8-6。

表8-6　周边爆破参数

围岩条件	巷道硐室开挖跨度(m)		周边爆破参数				
			炮眼直径(mm)	炮间眼距(mm)	光面层厚度(mm)	炮眼密集系数 m	装药密度(kg/m)
整体稳定性，中硬到坚硬	拱部	<5	35—45	600—700	500—700	1.0—1.1	0.20—0.30
		>5	35—45	700—800	700—900	0.9—1.0	0.20—0.25
	边墙		35—45	600—700	600—700	0.9—1.0	0.20—0.25
整体稳定性一般或欠佳，中硬到坚硬	拱部	<5	35—45	600—700	600—800	0.9—1.0	0.20—0.25
		>5	35—45	700—800	800—1000	0.8—0.9	0.15—0.20
	边墙		35—45	600—700	700—800	0.8—0.9	0.20—0.25
节理，裂隙很发育，破碎带，岩石松软	拱部	<5	35—45	400—600	700—900	0.6—0.8	0.12—0.18
		>5	35—45	500—700	800—1000	0.5—0.7	0.12—0.18
	边墙		35—45	500—700	700—900	0.7—0.8	0.15—0.20

周边爆破的起爆，可以用导爆索起爆或微差起爆。

用光面爆破掘进巷道，有两种基本方案：一种是全断面一次掘进，用多段微差电雷管顺序起爆，如图8-23所示；另一种是分次掘进，先掘进超前导硐，然后再扩大。掘进大断面巷道，常采用后一种方案。

(4) 预裂爆破

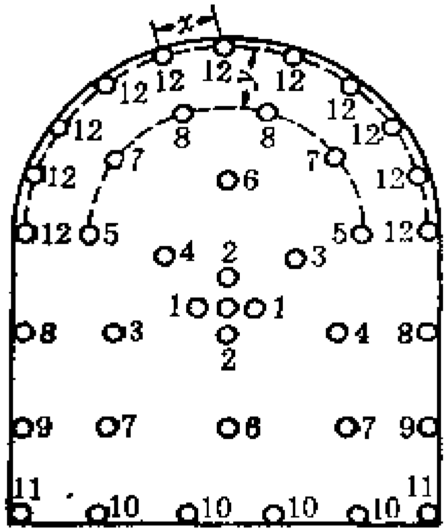


图 8-23 巷道光面爆破炮眼排列及起爆顺序

预裂爆破也是光面爆破中的一种方法，其布孔方法，孔网参数，装药结构都和缓冲爆破相似。不同的是在主装药爆破未起爆前，先同时起爆预裂孔，结果沿预裂孔的联接线上爆破形成 1—2 厘米的预裂缝。这样在主爆孔爆破时，爆破范围外的岩石受到预裂缝的良好保护。预裂爆破在降低爆破地震效应方面的作用已在第七章中作过介绍。

有人曾对裂缝的形成作了模拟爆破试验，根据实验知道，对于一个装满炸药的炮眼(炮眼中没有空隙，完全被炸药所填满)起爆后，炮眼周壁上出现了大量的裂缝。可是对一个炮眼用同样的药量，但炮眼直径增大(使炮眼壁与炸药之间有较大空隙)，爆炸后炮眼壁上的裂缝就受到抑制，仅出现几条几乎等长的裂缝。所以预裂爆破的关键是在炮眼中减少装药量，且如何将这些裂缝导向所要的方向。实验和理论计算表明，当带有一个圆形空眼的弹性材料受到邻近炮眼中药包的爆炸作用而处于张应力状态时，空眼周边距装药炮眼最近和最远点上的应力将增加 3 倍。如果空眼距装药炮眼相当近，则空眼就会形成裂缝，而且这些裂缝有连接和贯通各个炮眼的趋势。利用这种效应就可将预裂缝导至预定的方向，则可形成预裂缝。

预裂孔的作用只是形成预裂缝，而不是大量崩落岩石，因

此不宜采用太大的孔径和药卷直径，不偶合系数以2左右为好(坚硬的岩石可稍小些)。按孔的深度大小不同，在孔底采取适当的加强装药。孔深小于5米的，每米装药量增加1—2倍，孔深5—10米的增加2—3倍，孔深大于10米的，要增加3—5倍。而在接近孔口处又要减弱装药，以免形成孔口漏斗。预裂爆破所采用的孔径，孔间距应较缓冲爆破适当缩小。通常预裂孔的孔径D采用50—100毫米，孔间距a可取(10—15)倍孔径，对预裂要求高的，可取$a=(7—10)D$。距预裂孔最近一排的爆破孔的布置和参数选取，对降低地震效应和保持围岩的稳固有重要影响。邻近预裂孔的主爆孔起爆时，在某种程度上预裂缝可以起自由面的作用，在这种条件下，最小抵抗线 *W 应该大于排距。

预裂爆破的参数和专用药卷的规格、性能可参考表8-7和表8-8。

表8-7 预裂爆破参数

孔径(mm)	孔距(mm)	装药密度(kg/m)
38—45	300—500	0.12—0.38
50—65	450—600	0.12—0.38
75—90	450—900	0.20—0.76
100	600—1200	0.38—1.13

预裂爆破孔内的间隙一般不充填，药卷应固定在孔的中央或靠近崩落区的一侧。预裂爆破对钻孔的偏斜率要求很严格，预裂孔沿预裂缝方向的偏斜对预裂缝的形成影响不大，可是垂直于预裂缝方向的预裂孔偏斜使预裂效果明显恶化。

4. 光面爆破技术的应用

采用光面爆破技术，需要多打一些炮眼，要求炮眼的位置

表 8-8 预裂爆破药卷的性能和规格

炸药名称	直径×长度(mm²)	硝化甘油或梯恩梯(%)	爆速(m/s)	密度(g/cm³)	殉爆距离(mm)	装药密度(千克/m)	产地
104-20	20×600	梯恩梯 14	3341	1.05—1.10	50	0.31	中国
京化-20	20×610	梯恩梯 14	2934	0.96—1.06	20	0.35	中国
枝城-20	20×500	梯恩梯 11	2580	0.86		0.25	中国
古立特	17×470	硝甘 50	3700	1.2	24	0.23	瑞典
SB 新挂	19.7×500	25—28	3060	1.0	>10	0.31	日本
多森尔特	21×450		2500	0.90		0.30	美国

和方向都很准确，需要专用的炸药或加工特殊规格的药卷。需要导爆索和微差电雷管，工艺也比较复杂，无疑地会增加凿岩爆破工作量和费用。但如果应用得当，不仅技术上有很大的优越性，在经济上也可由减少超挖和支护来得到补偿。由于已有各种性能较好的凿岩机械，有良好的条件按光面爆破的要求钻孔，可以控制偏斜率，可以尽量应用光面爆破技术的优越性。

§8-4 药室爆破技术

药室爆破是指把药包放置在为爆破而开凿的硐室或巷道中的一种爆破方法。硐室可以是立方和长方形的，硐室内的药包一般是集中装药，药量可由几十公斤到千吨以上。放置在巷道中的药包是条形药包。

药(硐)室爆破按其爆破作用性质，可分为定向爆破，抛掷爆破，扬弃爆破，松动爆破和崩塌爆破等。定向爆破，抛掷爆破，扬弃爆破与松动爆破及崩塌爆破是不同的，前者不仅能将岩体破碎，而且还将岩块抛掷至指定地点或扬弃到境

界之外。松动爆破可用于露天采矿工程和基建初期上部覆盖层的剥离，或因地形陡峻开采设备无法进入矿区的情况下，为加快生产创造良好的条件。

一、药室爆破的优缺点

药室爆破是把药室开挖成立方体、长方体或其他任何形状，使其保持一定的集中系数(见公式 8-1)，以达到良好的爆破效果，因此药室爆破法比其他方法有许多突出的优点。

1. 一次爆破量很大，可以根据工程要求，药量及爆破量实际上不受限制(仅受地震效应的限制)。尤其是在土石方数量集中的工点，从导硐药室开挖到装药爆破，能在短期内完工，大大缩短工程施工时间，加快工程建设的速度。

2. 凿岩工作量大大减少，相应的设备、机具、材料和动力等消耗亦随之减少。

3. 需要的机械设备简单，利于在一些交通不便的地区施工。

其缺点是：

1. 挖掘装药硐室比较困难，劳动强度高，工作条件也比较差。

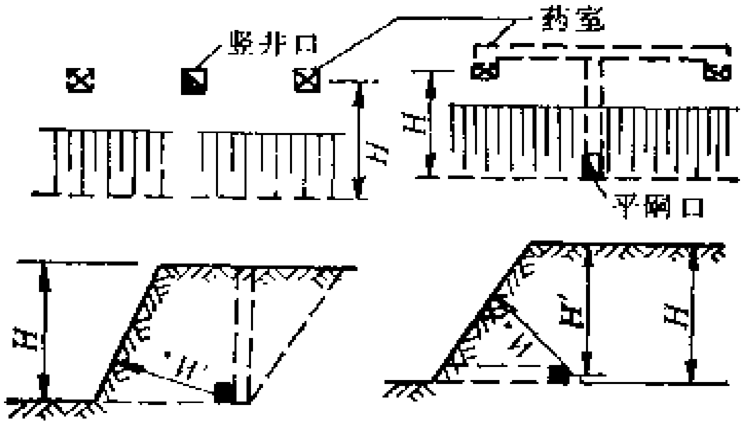
2. 爆破的岩石块度不够均匀，大块率较多，需要的二次爆破量比较大。

3. 爆破时会引起较大的地震效应，对周围地面和地下建筑物的破坏影响较大。

二、药室爆破的药包布置原则

1. 松动爆破药包布置原则

药室松动爆破按其规模的大小可分为两种：即大硐室松动爆破和小硐室松动爆破(又称为蛇穴爆破)。大硐室松动爆破应用于高度大于7米的梯段或山体上，小硐室松动爆破仅用在梯段高度不大于4—7米，机械化程度较低的中小型开采工程。两者的差别仅在于规模的大小，其它如药包布置原则，参数选择等均相同，因此大、小硐室松动爆破统称为药室爆破法。通往药室的导硐，可用竖井(图8-24(a))，也可用平硐(图8-24(b))。而药包作用的主要方向朝着自由面或斜坡面的方向，不要使爆破作用方向朝向上方，因此药包布置的最小抵抗线*W方向应指向自由面的水平方向。



(a)竖井布置　　(b)平硐布置

图8-24　药室爆破的药包布置

松动爆破要求爆破后的爆堆比较平缓，岩块比较均匀，尽量降低爆堆高度（一般不超过15米）和减少大块率。而要达到这些要求是直接与药包布置有关，所以应该根据不同的地形、地质条件来合理地布置药包，其原则是：

（1）首先在爆区内，布置主药包，然后布置辅助药包。对于地形坡度较缓，高差较小，而最小抵抗线*W与药包中心至地表垂直高度之比 *W/H = 0.6—0.8 时，药包可按单层布置；否则，当山陡坡高时，药包应布置成双层。为了保证下层

药包的爆破效果，上层药包应采用减弱抛掷爆破或加强松动爆破，上下层分别延发爆破。

(2) 多面临空和陡崖崩塌爆破药包布置，因有较多的自由面，可以选用较小的爆破作用指数 n 值（见公式 8-3 或第六章），使爆破只起崩塌作用，即能将土石方滚落于爆破漏斗之外，因此 n 值不宜超过 1.25；多面临空的药包位置，应选择位于自药包中心至各个临空面的最短距离，即大致相等的最小抵抗线 $^*W$ 值，如果临空面的坡度不同，土石方易于向较陡峻的方向塌落，因此较陡方向的最小抵抗线 $^*W_1$ 值，可以比坡度较缓方向的最小抵抗线 $^*W_2$ 略大，通常

$$^*W_1=(1.1-1.2)^*W_2$$

2. 抛掷爆破药包布置原则

抛掷爆破多用于半挖半填的堑沟和渠道工程。在地面坡度 30° 以上的地形，它只能将土石方，向唯一方向抛掷出去。其药包布置除了考虑上述爆破工程与工程地质条件影响外，还必须考虑下面的主要原则：

(1) 在一般情况下，斜坡地面的爆破效果比平坦地形好得多，地面坡度越陡，爆破范围越大，抛掷方量也越多。

(2) 在斜坡地面的药包位置，均不在需构筑的渠道或堑沟的中心线上，而是偏向高边坡方向。

(3) 如果爆破开挖的基底过宽，在药包布置时，可以应用单排大药包布置方式，也可以布置多排药包如图 8-25(a)。单排大药包，抛掷量大，导硐药室开挖量少，但炸药消耗量大，对山体的破坏范围也较大，而多排药包布置情况与此相反。

(4) 斜坡地面深挖方的堑沟或渠道，一般采用双层或多层药包布置，如图 8-25(b) 所示。

3. 扬弃爆破的药包布置原则

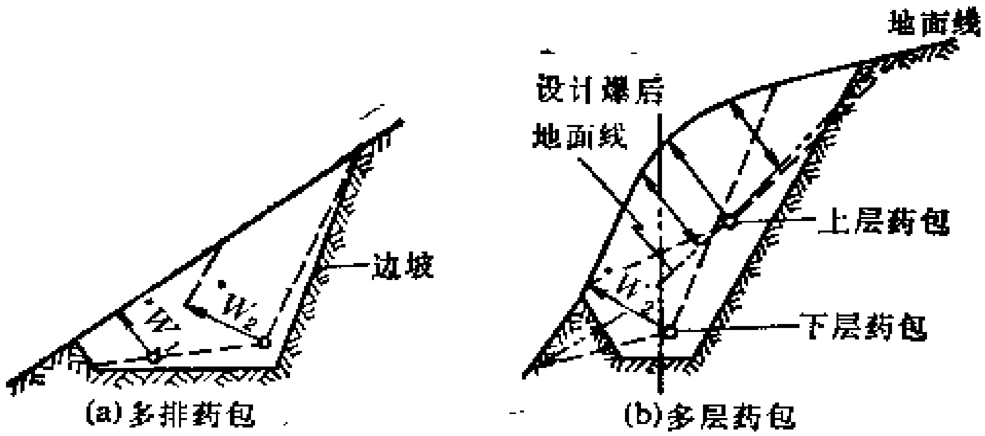


图 8-25 扬弃爆破多排、多层药包布置图

扬弃爆破不仅将岩石破碎，而且要全部或部分地将爆破漏斗内的岩石抛弃到设计境界之外。这样爆破的结果，形成一条平整通顺的路堑、河道、沟渠或各种深坑。它所用的药包，一般均为加强抛掷药包。通常对于地面横向坡度小于 30°的加强抛掷药包的爆破，均称为扬弃爆破。

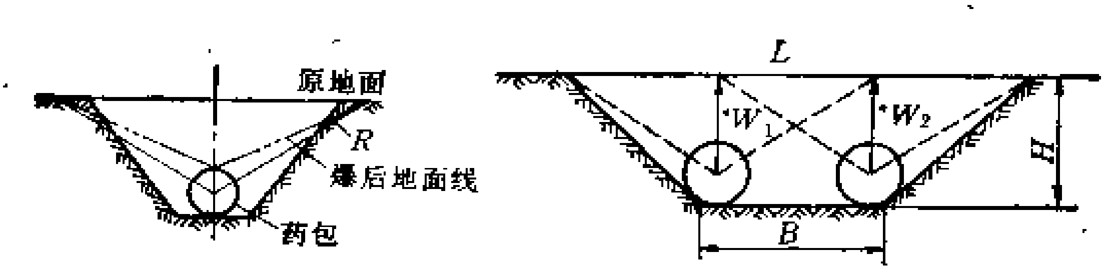
(1) 单排或多排药包布置方式

(i) 扬弃药包布置应尽量使装药量集中，以便提高扬弃爆破效果，因此扬弃爆破一般多用单排的药包布置形式，如图8-26(a)所示。

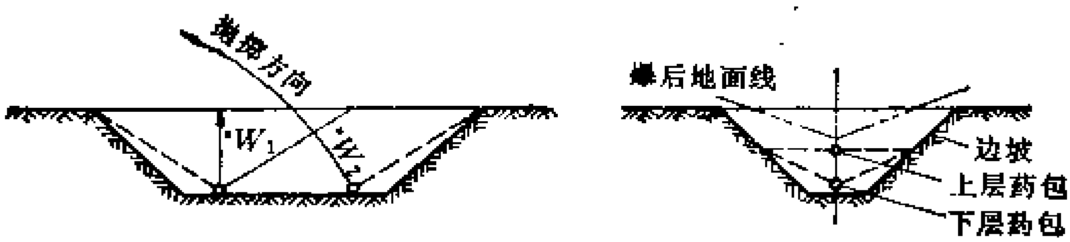
(ii) 当开挖断面的底宽 B 大于其深度 H 时，而且断面的顶宽 L 与底宽 B 之比 $L/B > 3.0$ 时，采取多排药包布置，图8-26(b)所示。

多排药包应尽可能采用并列形式，以提高扬弃爆破的效果。而错开排列从实践中知道是降低了扬弃爆破的效果。

(iii) 多排药包的起爆次序，一般是同时起爆。但如需要向一个方向扬弃时，可以采用两排药包先后起爆，后爆一排的爆破作用指数 n 值应大于前排药包，其最小抵抗线 $*W_2$ 也应考虑先爆药包的爆破作用线作为后爆的第二自由面。



(a) 单排扬弃药包　　(b) 多排扬弃药包



(c) 多排先后起爆图　　(d) 多层药包

图 8-26　扬弃爆破药包布置图

(2) 单层与多层药包布置方式

为了减少导硐药室开挖的工作量，一般应尽可能采用单层药包布置方式，对于开挖断面的底面在 8 米以内的渠道，当岩石边坡为 1:0.5—1:0.75，挖深在 16 米以内；或边坡 1:1 挖深在 20 米以内时，都还可以用单层药包布置，但当超过上列范围时，就必须布置双层或多层药包，否则是不合理、不经济的，如图 8-25(d) 所示。

三、装药量计算及爆破参数选择

1. 装药量计算

(1) 松动爆破装药量计算

在平坦地面松动爆破时的装药量可利用(8-4a)式计算

$$W = 0.44k^{*}W^{3}\ (\text{千克}) \qquad (8\text{-}4a)$$

多面临空和陡岸的崩塌爆破时的装药量可利用下式计算

$$W = (0.125 - 0.44)k^*W^3 \quad (千克) \qquad (8\text{-}4b)$$

对于比较完整的岩石，或者矿山覆盖层剥离时，可用加强松动爆破公式计算

$$W = (0.4 - 1.0)k^*W^3 \quad (千克) \qquad (8\text{-}4c)$$

(2) 抛掷爆破装药量计算

在斜坡地面的抛掷爆破，也就是地形坡度大于30°度，抛掷爆破装药量可按公式(8-3)计算

$$W = k^*W^3\frac{f(n)}{f(a)} = k^*W^3(0.4 + 0.6n^3) \qquad (8\text{-}4d)$$

(3) 扬弃爆破装药量计算

在平坦地面或地形坡度小于30°时，扬弃爆破的装药量为

$$W = ek^*W^3f(n) = ek^*W^3(0.4 + 0.6n^3) \qquad (8\text{-}4e)$$

上面各式的单位用药量 k 值见表8-9。

换算系数 e，在我国是以2#号岩石硝铵炸药作为标准炸药，以它的换算系数 $e = 1.0$，于是

$$e = \frac{320}{所用炸药的爆力}, \quad 或 \quad e = \frac{12}{所用炸药的猛度}$$

几种炸药的猛度和爆力列于表8-10。

2. 爆破作用指数 n 值

爆破作用指数 n 值，是抛掷或扬弃爆破中的主要参数之一，它不仅关系到爆破破坏范围的大小；而且关系到抛掷方量的多少，抛掷距离的远近和爆破漏斗的可见深度等，所以必须按地形和不同的爆破要求选择合适的 n 值。

(1) 平坦地面的扬弃爆破

在平坦地面开沟挖槽，是不利的地形条件，为了要达到大

表 8-9 单位用药量 k

岩石名称	岩石等级	k 值	岩石名称	岩石等级	k 值
砂，干砂土	I	1.8—2.0	砾岩，，钙质砾岩	VI—VII	1.35—1.65
密实的或潮湿砂土	—	1.4—1.5	砂质砂岩，层状砂岩，泥灰岩	VII—VIII	1.35—1.65
重砂，粘土	III	1.2—1.35	钙质砂岩，白云岩，镁质岩	VIII—X	1.5—1.95
坚实粘土	IV	1.2—1.5	石灰岩，砂岩	VIII—IX	1.5—2.4
黄土	IV—V	1.1—1.5	花岗岩，花岗闪长岩	IX—XV	1.8—2.55
白垩土	V	0.9—1.1	玄武岩，安山岩	XII—XVI	2.1—2.7
石膏，泥灰岩，蛋白石	V—VI	1.2—1.5	石英岩	XIV	1.8—2.1
裂纹的喷出岩，重质浮石	VI	1.5—1.8	玢岩	XIV—XV	2.4—2.55
贝壳石灰岩	VI—VII	1.8—2.1			

表 8-10 几种炸药的猛度和爆力

炸药名称	梯恩梯	黑索金	特屈儿	硝化甘油	2#岩石炸药	铵油炸药	泰安	铵松腊
炸药密度（g/cm^3）	1.5	1.67	1.59	1.6	1.0—1.1	0.85—1.10	1.72	0.95—1.0
爆力（cm^3）	285	600	350	600	320	280—320	580	320—360
猛度（mm）	16—27	25	21—22	22.5—23.5	12	10—12	23—25	13—16

量扬弃土石方，必须选择较大的 n 值。一般情况下，可以根据扬弃百分数 E 值的关系式估算，即

$$E = (n - 0.55)(\%) \quad 或 \quad n = \frac{E}{55} + 0.5$$

如果特殊工程要求爆破开挖后绝大部分或全部的土石方扬弃到形成可靠的爆破漏斗以外，那末，爆破作用指数 n 值应采用 2.0—3.0 的范围，这些叫做超强扬弃爆破，单位炸药量消耗很大，一般达 3—4 千克/米^3 以上。

在平坦地面的 n 值有：

全扬弃爆破时：$n = 1.75 - 2.00$

半扬弃爆破时：$n = 1.25 - 1.75$

加强松动爆破时，$n = 0.75 - 1.00$

(2) 斜坡地面的抛掷爆破

斜坡地面的抛掷爆破，可根据斜坡的坡度 φ 及要求抛掷到境界外土石方的抛掷百分率 E_p 的值，求出爆破作用指数 n 为

$$E_p = 26(n + 0.87)(0.012\varphi + 0.4)\% \qquad (8\text{-}11a)$$

而斜坡地面有前后排药包的抛掷百分数 E_p 关系式为

$$E_p = 26(n + 0.87)\left[0.012\varphi + \frac{0.12}{D_w}\right]\% \qquad (8\text{-}11b)$$

式中：D_w 为前后排抵抗线 $^*W_1$ 和 $^*W_2$ 的比值。

(3) 多面临空或陡崖的崩塌爆破

此种情况的地形对爆破十分有利，所以 n 值可以小一些，其范围一般为 $n = 0.75—1.25$。

3. 药包间距 a 值的计算

(1) 平坦地面的扬弃爆破

对于岩石

$$a = 0.5{}^*W(1+n) \quad (米) \quad (8\text{-}12a)$$

$$a = 0.5\frac{{}^*W_1 + {}^*W_2}{2}\left(1+\frac{n_1+n_2}{2}\right) \quad (米) \quad (8\text{-}12b)$$

对于土壤：

$$a = {}^*W\sqrt[3]{f(n)}, \quad (米), f(n) = 0.4 + 0.6n^3 \quad (8\text{-}12c)$$

(2) 斜坡地面的抛掷爆破

坚硬岩层

$$a = {}^*W\sqrt[3]{f(n)} \quad (米) \quad (8\text{-}13a)$$

较硬岩层，软弱岩层

$$a = n{}^*W \quad (8\text{-}13b)$$

对于斜坡地面同时起爆的上下层两药包中心间的距离为

$$a' \leqslant {}^*W\sqrt{1+n^2} \quad (米) \quad (8\text{-}13c)$$

(3) 多面临空或陡崖地形的崩塌爆破

$$a = (0.8 - 0.9){}^*W\sqrt{1+n^2} \quad (米) \quad (8\text{-}14)$$

(4) 松动爆破

根据不同的地形条件，松动爆破的药包间距有所不同。

对于平坦地区的拉槽爆破

$$a = (0.8—1.0){}^*W$$

对于斜坡或梯地形爆破

$$a = (1.0—1.2){}^*W$$

§8-5 定 向 爆 破

定向爆破就是在爆破作用范围内，除了把土壤或岩石破碎外，还把大量土壤或岩石按照一定的角度，沿着最小抵抗线的方向，准确地抛掷到预定的位置，并堆积成一定的形状的构

筑物(如路堤,围埝,上石坝等等),此种爆破技术称为定向爆破.近几十年来,定向爆破筑坝技术在我国得到了广泛的应用,并逐步形成了一套比较完整的设计系统.到目前为止,我国已进行了几十次定向爆破筑坝,效果很理想. 规模最大的工程,一次爆破的炸药量达 1600 余吨,上坝石方 140 万立方米, 堆成坝体高度近 60 米. 定向爆破技术还广泛地用于开挖路堑,修筑路堤和处理滑坡等工程.近年来又用于平整土地,移山造田,开挖运河等大规模工程.

定向爆破的基本原理是下列几方面

第一,最小抵抗线原理

根据爆轰理论,单药包爆破时,岩土向最小抵抗线方向隆起, 形成以最小抵抗线为对称轴的钟形鼓包, 然后向四方抛散。爆堆分布对称于最小抵抗线的水平投影, 在最小抵抗线方向抛掷最远。抛掷堆积与最小抵抗线的这种关系, 称为最小抵抗线原理。根据此原理,在工程上提出了“定向坑”和“定向中心” 的设计方法。所谓定向坑实质上就是我们在第六章中讨论过的爆炸坑, 它是用天然的或用辅助药包爆炸形成的凹面.而主要爆破药包的最小抵抗线都垂直于爆炸坑面,即天然的或辅助药包爆炸而成的凹面, 这个凹面的曲率中心就是“定向中心”.按这种形式布置药包,就会取得定向抛掷堆积的效果,即爆落岩石向着定向中心抛掷,并且堆积体的重心在定向中心附近。

总的来说,最小抵抗线含有下列几方面的意义:

(1) 最小抵抗线的大小规定了该药包爆破的规模, 决定着该药包所要爆下来的岩石体积范围, 岩层厚度和爆破漏斗圆锥高度,同时也决定着所需的炸药量和爆破的类型(松动还是抛掷),所以选择 *W* 的大小是爆破技术上的关键问题。

（2）对于一个炸药包来说，抵抗线有无数条，以药包中心为爆源呈放射状分布。但最小抵抗线却是有限的，一般情况下只有一个 *W。最小抵抗线的方向是药包主要的破坏方向。

（3）*W 的方向是被破坏岩石抛掷的主导方向，在定向爆破中的抛掷方向就是 *W 的方向。

第二，群药包的作用原理

两个并列的等量对称药包爆破时，其中间的岩土一般不发生侧面抛散，而沿着两药包抵抗线的方向抛出，堆成条带状。非等量对称的群药包之间的岩土会发生一定的侧向抛散，但是其大部分或绝大部分运动情况是沿着几个药包联合作用所决定的方向抛出，根据这种现象，可以抛开“定向中心”的设想布置等量对称药包或群药包，将大部分岩土抛到一定方向和预定地点，这种布置定向爆破药包的设计方法，称为群药包作用原理。

第三，重力作用原理

在陡峭而狭窄的山界，搞定向爆破可以不用抛掷方法，而是布置松动爆破药包，将山谷上部岩石炸开，靠重力作用使爆松的岩土滚落下来，形成堆石坝体。工程实践证明，用这种方式筑成的坝体不产生抛散，经济效果较好，这种利用重力作用的设计方法，称为崩塌爆破。

一、定向爆破理论

定向爆破是工程爆破中最复杂的一类爆破，特别是在缓坡或平地条件下的定向爆破技术，如爆破中的抛掷堆积的物理过程和设计方法等，还没有得到很好的解决。M. A. Ла-

вреитьев 和 B. M. Кузнецов 等人曾做过这方面的工作，它们把土体介质当作不可压缩流体，提出包围土体的连续药包分布（图 8-27），分析不可压缩流体的速度场，使被炸药包围的土体 ABC 可以获得均匀的速度分布，从而达到定向和集中抛掷的目的，但他们的理论没有直接应用于工程实际，而且岩土也不可能看成是不可压缩流体。中科院力学所在平地地形条件下，对粘土、淤泥和砂砾石作了多次定向爆破试验，从试验结果中说明了影响定向爆破的三要素是：临空面是控制抛掷方向的主要因素；药包布置和布药规律是抛掷土体获得均匀速度场的另外二个因素；此外，试验还得到了抛掷体抛距与单位体积耗药量 $q=\frac{W}{V}$ 和最小抵抗线 W 的关系。

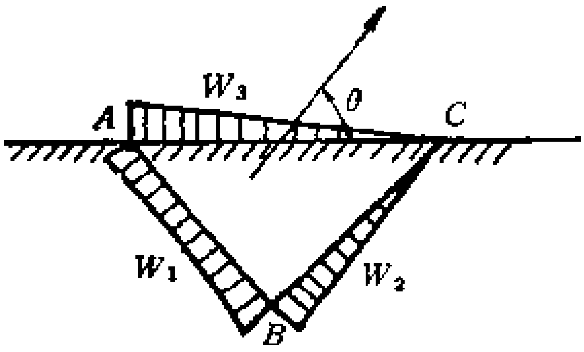


图 8-27 连续药包分布

1. 定向坑的爆炸作用

如果介质（土壤或岩石）为平面所包围，假如把定向坑设在自由面附近，如图 8-28 所示，根据前述的最小抵抗线原理，不仅能促使介质定向抛掷的运动，而且也使爆炸能量集中在一个比较狭窄的弧形凹面（定向坑的凹面）的区域。即使得爆炸的能量向介质（岩土）最薄弱的方向集中。这个定向坑的凹面不论用何种方法造成（天然的或用辅助药包预先爆炸而成的），都可以形成定向爆破作用的主要抛掷方向。

对于爆破设计来说，确定抛掷方向和相应的抛掷速度有着重大的意义。决定抛掷速度虽然是很复杂的问题，但是可以

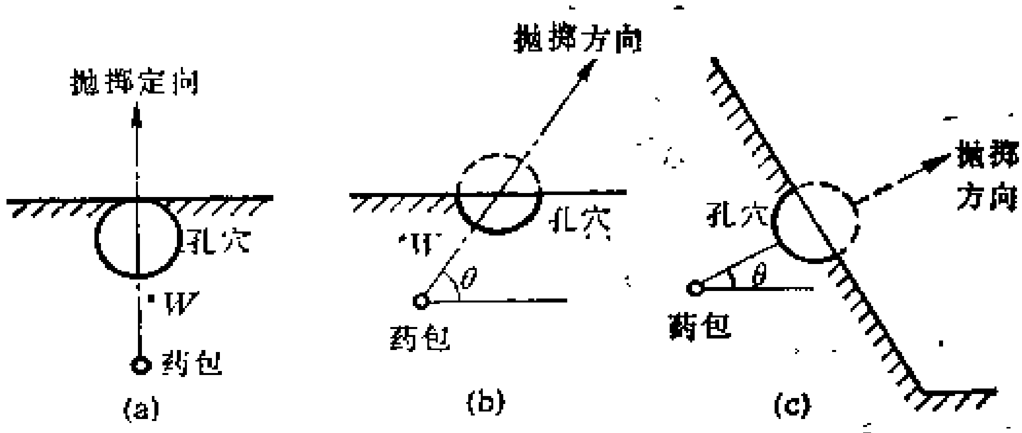


图 8-28 定向坑设在自由面附近的示意图
(a) 在水平自由面上孔穴垂直于球形装药爆炸时介质的抛掷方向
(b) 在水平自由面上孔穴与球形装药成 θ 角爆炸时介质的抛掷方向
(c) 在倾斜自由面上孔穴与球形装药成 θ 角爆炸时介质的抛掷方向

用近似的计算方法，假定介质每一部分的质量与球形装药中心到自由面的距离 R 的三次方成正比，速度 v 与 R 的三次方成反比，即

$$v = A/R^3 \tag{8-15}$$

上式中比例常数 A 值不变，即球形药包 W 不变而改变 R 时，根据初步计算可以得出速度与能量和质量的比值成正比，此时常数 A 的值可以由下列条件来决定

$$\frac{1}{2}\int_0^T v^2 dm = U_1 W \tag{8-16}$$

很显然，根据式(8-15)和(8-16)的条件，假定半圆形或锥形的定向坑深度均等于球形装药埋设深度一半时，则不难知道抛掷的方向。所以定向坑显然是控制介质的抛掷运动方向和积聚能量的一种特殊方式，因而可以确保定向爆破的目的(抛掷方向和抛掷距离)。

于是，根据外弹道学的理论和工程实践可知，在重力和空气阻力作用下，抛掷体的抛距，取决于初抛角，初抛速和抛体

的形状。而且，初抛速越大则抛距越远。根据物理学中的抛体运动规律，在空气阻力可以忽略的条件下，初抛角 θ 以 45° 为最宜。然而，对于平地定向远距离抛掷爆破，就需探求一种使爆破的抛掷土体群具有比较大的初抛速和接近 45° 的初抛角，并能使抛体速度分布比较均匀的爆破方案。根据这样的原理，从理论上来看，可以将群药包布置在和水平面成一定角度的斜面上，这样可以使大部分土体定向抛掷。但是试验表明，在这种情况下，抛体的初抛角一般都偏大(大都在 60°—80°)，因此抛距还是较近。如果采用调整上下药包比例的方法来压低初抛角，则相对来说消耗药量过大，而提高抛距的效果并不显著。

因为坡地定向爆破比平地定向爆破更容易得到较好的效果，所以，若把平地改造为具有一定斜坡的地形（可以采用辅助药包预爆，形成第二自由面或定向坑），这样，就有可能克服平地地形的影响，使抛体不仅能定向而且抛距也会更远，这样把平地定向爆破问题转化为斜坡地形定向爆破问题来解决。

2. 接力式定向爆破作用

接力式定向爆破是定向爆破的一种新形式，它必须依次起爆两组以上药包的办法来完成。图 8-29 是在斜坡（或山体)上布置有两组药包：当第一组药包爆破时，由于充满着被抛掷岩块的爆破气体具有特殊的波动现象，致使岩块抛掷前沿的运动速度按着复杂的规律随时间而变化，但是我们在这里不讨论此种速度衰减与波动的复杂规律，而是研究鼓包运动规律作为确定岩块抛掷初速度的手段，以及根据高速摄影的资料分析抛掷岩块的加速、等速和减速等三个有代表性的速度段，以便于选取最有利的第二组药包的起爆时间。换句话说，就是当第一组药包爆破抛掷岩块运动至第二组药包前

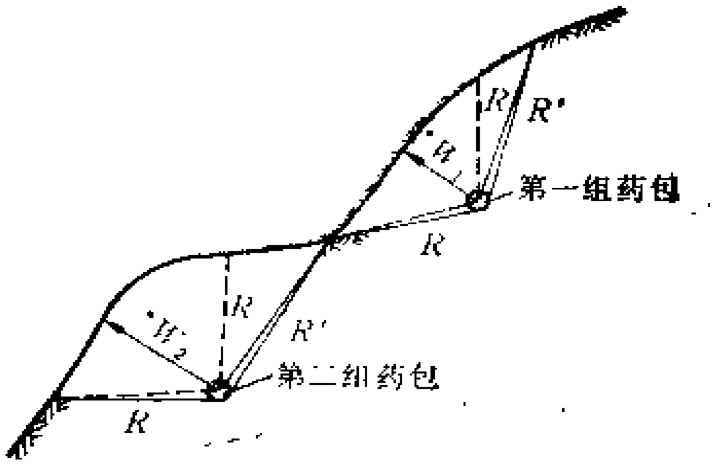


图 8-29　接力式定向爆破二组药包布置图

方(最小抵抗线指向)的空间作匀减速运动时，紧接着第二组药包起爆，它的高速抛掷运动的土石流在空间把即将掉落的大量岩块碰撞而推向更远的地方，这就叫做接力式定向爆破.

根据上面所述的理论，在进行岩土中的定向爆破时应掌握下面的原则.

第一，在定向爆破中，只有正确估计定向坑对定向爆破的影响，才能掌握抛掷岩块的准确性和抛掷堆积的集中性. 如果是平坦的不利地面，那就应设法使其形成第二自由面(定向坑)，作为抛掷岩土的主要方向：所以必须利用天然地形的凹面，使之爆破能量集中，抛掷堆积准确；或者是把地形的凸面(或平面)改造成凹面，使之形成良好的定向坑. 这就需要首先埋设辅助药包将凸面炸掉，然后由埋设的主药包进行定向爆破；

第二，根据地形、地质条件，选择最合理的药包相互位置和最合理的主药包的药量及其有关爆破参数，这对于确保获得良好的抛掷距离，抛掷方量，堆积范围及集中堆高等爆破效果都是十分重要的.

第三，选择最合理的爆破作用的间隔时间以及药包起爆

的顺序。

二、定向爆破的类型及其应用条件

定向爆破不同于一般爆破的主要特点是不仅要把岩土搬运到指定的地点，而且要把它按照设计的要求堆积成一定的形状，同时还必须使抛出的岩土堆积得很密实和很均匀。因此，在设计定向爆破时，必须根据定向爆破的类型及其应用条件，正确地运用定向爆破的技术原理，才能达到定向爆破的应有效果。

1. 水平地面的定向爆破

如上所述，水平地面定向爆破是爆破技术中最难掌握的一种，通常可分为单侧(岸)定向爆破和双侧(岸)定向爆破两种，但是这两者都必须借助于布设辅助药包爆破所造成的定向坑，并且在辅助药包起爆形成定向坑之后，主药包才起爆。

(1) 单侧定向爆破

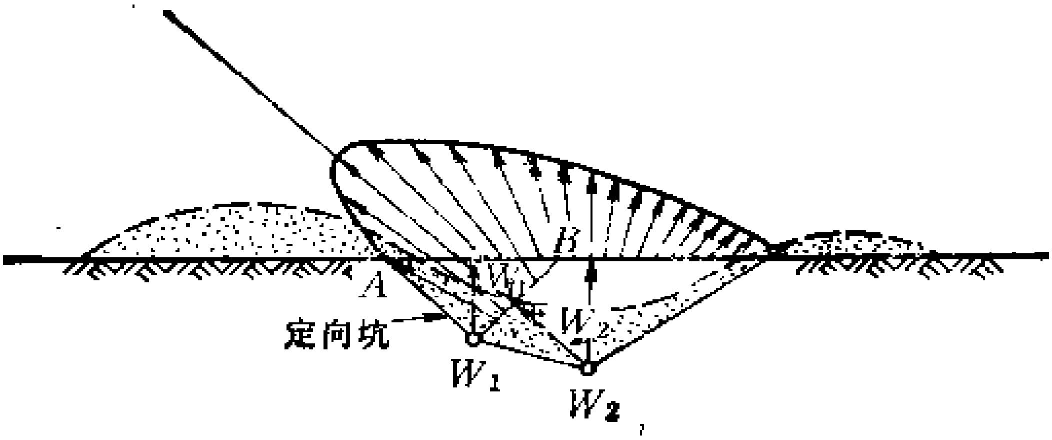
单侧定向爆破必须布置两排以上的药包，在要求抛掷方向的前一排为辅助药包，后一排为主药包，两排药包不能同时起爆，图 8-30 所示。辅助药包的装药量为 W_1，最小抵抗线为 $^*W_1$，辅助药包起爆后的爆破漏斗为 AOB，此漏斗可作为主药包 W_2 的定向坑，所以主药包的最小抵抗线为 $^*W_2$，而埋设深度为 H_2，一般情况下要求：

$$H_2 \geqslant (1.2—1.3)^*W_2$$

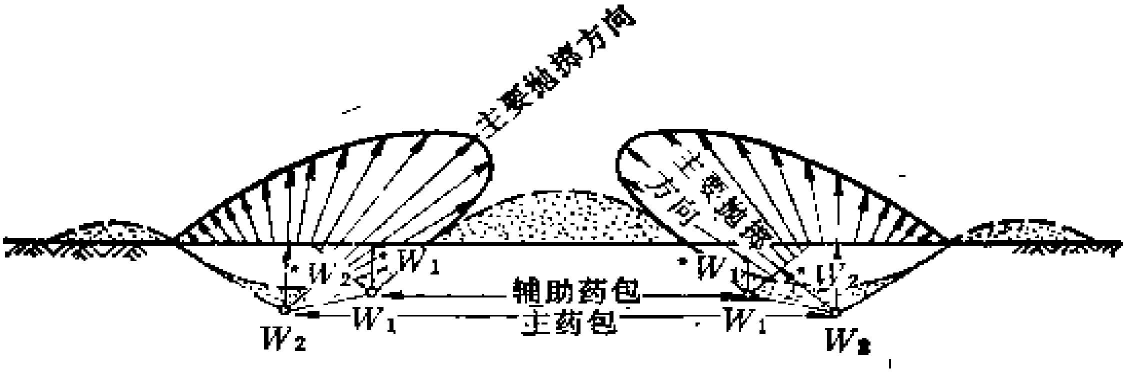
在此情况下，抛掷方向就是最小抵抗线的方向（图 8-30)。

(2) 双侧定向爆破

此种爆破基本上与单侧定向爆破相似，只不过是在另一



（a）单侧



（b）双侧

图 8-30　单，双侧定向爆破

侧再布置一个单侧定向爆破，使两侧的抛掷岩石堆积在一个地点。

2. 斜坡地形的定向爆破

斜坡地形的定向爆破，通常不需要辅助药包，而是利用前述的重力作用原理，布置标准药包，或松动药包进行爆破，然后利用重力作用使松动的岩块由上而下移动而滚落到坡脚。但可根据抛掷距离的需要利用抛掷爆破药包，且也可分为单侧定向爆破和双侧定向爆破两种。

定向爆破的另一种分类方法是

1. 崩塌爆破和抛掷爆破

使用崩塌爆破的优点是炸药用量少，有效单位耗药量低（$q=0.173—0.39$ 千克/米^3），对围岩或周围地物破坏作用小，边坡稳定，爆岩堆积集中。在山高、坡陡（60°以上）、沟窄等有利地形条件下，应当首先考虑采用崩塌爆破方案。

在实际工程中，可采用崩塌爆破的地形并不多，我国利用定向爆破筑坝的工程中，只有20%左右采用崩塌爆破或减弱抛掷爆破方法（$n<1$）；10%的工程采用 $n=1$ 的标准抛掷爆破，而有70%的工程采用加强抛掷爆破（$n>1$）的方法。抛掷定向爆破虽然有效单耗高，对基岩和边坡破坏作用较大，并且爆岩比较碎，但是它在一定范围之内可以克服和改善不利的地形条件，只要药包布置合理，参数选取得当，可以把爆破的岩块准确地抛到指定的位置，满足设计的要求。

2. 单侧爆破和双侧爆破

以定向爆破筑坝为例，我国已建成的定向爆破筑坝工程，采用单侧和双侧爆破的各占一半左右，70年代以后爆破堆筑的几个大坝，大多采用双侧爆破，一侧是主爆区，另一侧是副爆区，甚至在地形很缓的岸坡上，也布置几个药包作为副爆区。双侧爆破比单侧爆破有明显的优点。

（1） 经济效果好

双侧爆破时，两侧爆破的岩土，都向中间抛掷，互相碰撞，迭加堆成坝体，而单侧爆破却需要把爆岩抛到对岸，才能堆积成坝体的雏形。所以单侧爆破，比双侧爆破要求的抛掷距离远，药量就要相应的增加，因此单侧爆破的经济效果较差。

（2） 坝型好

单侧爆破由于选用的 n 值大，抛掷距离远，就必然会造成抛散，而且其堆筑的坝体，往往有一个明显的大马鞍，马鞍高度一般比平均堆高低20—30%，马鞍点的位置又往往偏向非

爆破一侧，这就势必使爆后填补马鞍的工程量增加，并且取石距离远，对爆后的施工不利。

双侧爆破可以选用较小的 n 值，抛散的程度就小一些，由于两岸爆岩互相碰撞，搭接，马鞍一般出现在河谷当中，而且马鞍高度也不会太低。如果药包布置较好，不但不在河谷形成马鞍形，河谷的堆积高度反而比两侧高，大大减少爆后填补加高的工程量。

(3) 级配得到改善

单侧爆破的爆堆往往是靠近爆破一侧大块多，碎粉多，靠近另一侧小块多，双侧爆破可以使这种情况得到改善。

三、定向爆破的药包布置

1. 药包布置高程的确定

对于水库大坝用定向爆破筑坝时，药包高程的确定首先应考虑到爆后基岩受到破坏，而可能引起渗漏水，就要考虑基岩的破坏半径，根据实验得出的基岩破坏半径的经验公式是：

垂直于原地面的基岩破坏半径；

$$R_p = {}^*W \sqrt[3]{f(n)} \tag{8-17a}$$

平行于原地面的基岩破坏半径；

$$R_l = 2.0^* W \sqrt[3]{f(n)} \tag{8-17b}$$

2. 群药包布置的原则

一般情况下，定向爆破筑坝或构筑堤岸、路堑等时，都采用群药包布置方案，根据实践经验，总结得出下列药包布置原则：

(1) 关于辅助药包的考虑

前面已述及辅助药包的作用是爆炸形成定向坑，为主药包创造有利的定向第二自由面(临空面)，所以有天然凹面的地形，就不必布置辅助药包，而在凸出或不整齐的坡面上，就应当布置辅助药包以修整地形和创造定向凹面。

辅助药包形成的凹面(定向坑)应当对称于坝轴线。凹面不宜太窄，太窄对后排药包爆炸的夹制作用太大。在后排布置等量对称药包的情况下，凹面就是接近平面时也不会产生严重的抛散，而夹制作用和侧向破坏作用却大大地缩小了.辅助药包装药量不宜过大，尤其是最小抵抗线 $^*W$ 与药包中心至地表垂直距离(埋设深度) H_1 的比值 $^*W/H_1$ 不要太小，以免在辅助药包形成的凹面上滑塌堆积过多，影响后排主药包的抛掷效果。例如浙江省某水库定向爆破筑坝工程，前排抵抗线为 26 米，后排抵抗线为 30 米，$^*W/H$ 值在 0.5—0.6，结果后排上坝效率很低，绝大部分岩土都落在爆破漏斗范围之内，没有起到定向爆破的应有作用.

(2) 主药包采用等量对称形式布置

近年来，由于在一些大型的定向爆破中，采用了等量对称药包布置的方案，而且取得了较好的效果，于是得到了较多的应用。这种方法是等量药包采用对称形式布置，它的能量有效利用系数高，抛掷方向容易控制，堆积效率和有效单耗等项指标都比较好。所以在作定向爆破设计时，应在可爆宽度(抛距)的范围内，尽量布置较大的等量对称药包。但根据某些单位的试验，此种布置方法，抛距受到了一定的限制.

(3) 药包规模大小的选定

在定向爆破中，选取药包大小问题，是与正确选择最小抵抗线联系在一起的.为了使爆破的岩土堆积上坝，必须将爆岩抛掷一定的距离。由实践表明，在最小抵抗线不大于 30 米的

范围之内，抛掷距离和 n 成正比，和最小抵抗线也成正比。随着 n 值的增加，爆破每立方米岩石的单位耗药量增加，所以用加大 n 值来增加抛距的方法是不经济的。抛距要求较远的工程，主药包应当选用较大的抵抗线。

但是布置大药包又受到地形条件，基岩破坏范围及其他安全条件等的限制。如果坝的轴线上下游有冲沟或爆破山体较薄时，布置大药包就要受到不逸出半径的限制。如果不逸出半径选择控制不当，就会发生抛散或改变抛掷方向。根据实验总结得出，一般选择侧向不逸出半径为

$$^{*}W_{侧} \geq (1.3—1.4)R \tag{8-18a}$$

后侧不逸出半径为

$$^{*}W_{后} \geq (1.0—1.1)R \tag{8-18b}$$

式中 R 为破坏半径(米)。

如果侧向或后面有通到爆破区的断层、节理等，则还应适当考虑加大不逸出半径的数值才能保证不朝侧面或后面抛散。

在确定药包规模方案时，要进行几种方案的比较，最后作出比较正确的判断，选用合适的药包规模。一般情况下，当所需方量较大时，应根据地形条件在等量对称的前提下，尽量选用大抵抗线的药包。

(4) 药包的排列

(i) 分层药包——当爆破山坡较高时，应考虑药包的分层布置方案。一般来说，大型的定向爆破都用分层布置药包。药包的分层布置问题，实际就是合理的选择 $^{*}W/H$ 值，当有崩塌上坝的条件时，可以采用 $^{*}W/H$ 值较小的药包布置。实际上，大多数定向爆破，都需要抛掷岩石，就需要 $^{*}W/H$ 值大一些，但如果 $^{*}W/H$ 大到接近 1.0 时，容易产生向上抛散而形成

没有抛距。$^*W/H$ 值过小就会造成抛掷方量过小，爆破漏斗内方量过多，一般情况下，选取 $^*W/H = 0.6—0.8$ 比较适中。

上、下层药包之间的间距 b（同排药包间距为 a），一般都按下式选择

$$n^*W \leqslant b \leqslant 0.9^*W\sqrt{1+n^2} \qquad (8\text{-}19)$$

上式中如果上、下层的爆破作用指数 n 和最小抵抗线 $^*W$ 不相等时，则取二者的平均值。

（ii）分排药包——当布置一排主药包满足不了坝体方量要求时，可以布置第二排主药包。但是后排药包的爆破堆积成坝效率往往比前排低，有较多的爆岩回落到漏斗坑内。所以在实际工程中，应尽量加大第一排主药包，以满足筑坝方量的要求，尽可能避免设置第二排主药包。在采用低高程药包时，可以布置第三排药包填补前排的爆破漏斗坑。

（iii）药包间距的选择——一般爆破工程都按 $a = 0.5(1+n)^*W$ 选择药包间距，对于等量对称药包，有人建议加大间距，以增加爆破方量，减少单耗。但也有截然相反的意见，认为在定向爆破筑坝中应当减小药包间距，认为减小间距可以加大抛距，提高抛掷率，减少废方。

（iv）前后排药包的布置高程——为了减小后排药包的夹制作用，一般后排药包布置高程应高于前排，使后排药包的下破裂线与前排药包相交。但在实际工程中又往往受到地形的限制，后排抬得过高，取方量就减少很多，在此情况下，应当权衡爆破方量和抛掷方量的关系，把后排药包布置在适当的高度。

3. 关于起爆时间间隔

(1) 严格控制齐爆

设计成齐发爆破的同排药包应该严格地同时起爆，否则

抛掷方向就会改变，如果同排的齐发爆破控制不好，就会改变堆积形状，达不到定向爆破的要求。

(2) 不同排药包的延迟时间

定向爆破筑坝岩石抛掷方向依赖于临空面的形状（定向坑的凹面），所以在设计后排药包时，也总是设想前排药包为它开创的临空面已经形成，并且是理想的状态．但是前排爆破后多长时间才能形成理想的临空面，这方面的认识还不一致．

有人认为鼓包向上运动达到最高点时，下部临空面条件最好，据此提出了选择延迟时间的经验公式，也有人主张在鼓包上升到最高点之前的一段时间都是下部临空面条件最好的时间，考虑到抛掷漏斗上部塌落形成的时间，也提出一些延迟时间的经验公式。

我国早期的定向爆破筑坝的起爆延迟时间都选择秒差延迟爆破，对于较大药包采用 2—6 秒的延迟时间，较小药包采用 2 秒的时间间隔。近十年来，开始采用毫秒差延迟时间(即微差爆破)。实践表明，采用微差定向爆破，可以提高抛掷效果，抛得远而且堆得集中。

(3) 两侧爆破时间间隔

如果双侧爆破的条件差不多，取方量也差不多，应当同时起爆，使两侧爆落的岩块在河谷上空相撞，减少河谷中间的马鞍；如果两侧爆破规模相差很大，应安排主爆区先爆，副爆区后爆(相差几十毫秒到几秒)，可以利用副爆区的爆岩去填补主爆区爆堆的马鞍。

四、抛掷堆积的计算

定向爆破筑坝效果的好坏，以抛掷岩体的数量和堆积形

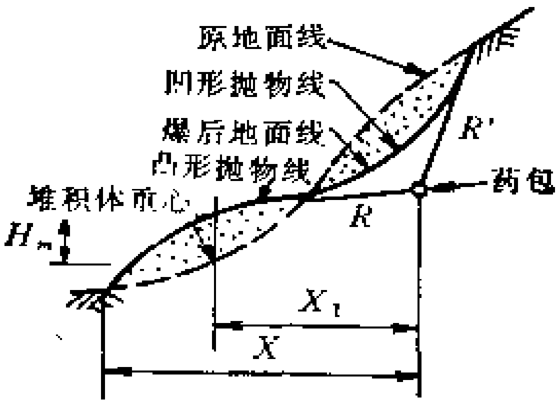
状来衡量，所以抛掷堆积计算是定向爆破设计的重要问题之一。我国早期定向爆破是按“弹道理论法”计算抛掷，以后，铁道科学院冯叔瑜等人提出了“体积平衡法”计算抛掷堆积，在实际工程中取得了较好的效果。抛掷堆积计算可以分为爆破方量计算，抛掷方量计算及堆积形状计算等三个方面。

1. 体积平衡法的基本假定

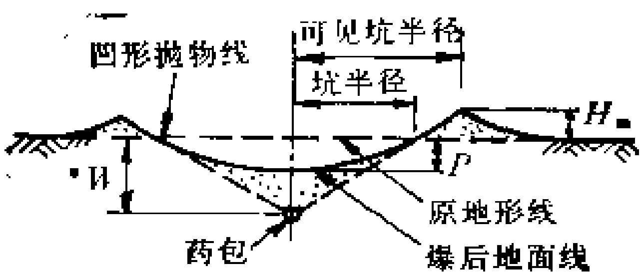
体积平衡法的原理是：堆积体的体积来源于爆破抛掷的有效方量，根据物质守恒理论进行方量平衡，并有下列几个基本假定：

（1）抛掷堆积体是从爆破可见漏斗边缘开始的，无论是在纵横方向都应是一个连续不断的整体。

（2）在一般情况下，堆积体的形状是：在水平地面爆破堆积体呈凹型抛物线（图 8-31(a)）；斜坡地面爆破，在漏斗范围



(b)斜坡



(a)平地

图 8-31　抛掷堆积形状

内呈凹型抛物线，漏斗外堆积体一般呈凸型抛物线(图 8-31(b))。

(3) 平地单个药包爆破的堆积体，在平面上投影为同心圆，斜坡地面爆破，堆积体在平面上的投影为截头梨状或半椭圆状。群药包爆破根据药包位置及大小，按上述方法投影类推。复杂地形根据特定的地形条件来判断。

(4) 堆积体最大宽度在一般情况下，与抛掷距离 X 或 n^*W 值成正比关系。

(5) 多排药包爆破堆积体，可以认为是各排药包爆破岩石经过顺序迭加而成。因此，可以用单排药包爆破堆积体计算方法，通过迭加程序，完成多排群药包爆破的堆积计算。

(6) 累积迭加的办法，也同样适用于多侧或双侧同时爆破的堆积计算。

在上述假定下按照体积平衡原理可得出下列方程：堆积总方量

$$V_{堆} = V_A \cdot \Delta V(1 - k_r)$$

$$V_A = \sum A_{ai} \cdot d_i + \sum A_{bi}\left(1 - \frac{1}{\Delta V}\right)d_i$$

$$V_{堆} = \sum A_{堆} \cdot c_i \tag{8-20}$$

式中：ΔV 为岩土的松散系数；

V_A 为爆破区抛掷的总方量；

k_r 为飞散于其他方向的百分率(%)，一般为 5—8%；

A_{ai} 及 A_{bi} 分别为各列药包剖面的抛掷面积和松动面积；

d_i 为各剖面间的距离；

$\sum d_i$ 应等于爆破区纵向爆破漏斗的宽度。

如果 $V_{堆} > V_A \cdot \Delta V(1 - k_r)$ 时，表示堆积方量大于抛

掷方量，反之，则表示堆积方量小于抛掷方量。均须修正堆积高度，画出最后预计的堆积轮廓线。

2. 爆破方量的计算

爆破方量的计算是定向爆破抛掷堆积计算的基础。实践表明，定向爆破设计计算的爆破体积和抛掷方量的精确度，直接关系到上坝方量，堆积高度和其他指标的准确程度。

在各种爆破中，爆破漏斗的大小，与地形条件有密切的关系，它是随着地形条件而变化的。而爆破漏斗的形状是由压碎圈半径 R_y，下破裂半径 R，上破裂半径 R' 三个参数来描述。因此，在设计时如果能够正确掌握形成爆破漏斗的客观规律，就能够达到预期的爆破效果。上述三个参数的经验公式为：

(1) 压碎圈半径

(i) 集中装药压碎圈半径 R_y；

$$R_y = 0.62\sqrt[3]{\frac{W}{\rho}\mu} \quad (米) \qquad (8\text{-}21a)$$

式中：W 为装药重量(吨)；

ρ 为装药密度(吨/米^3)；

μ 为系数(见表 8-10)

(ii) 条形装药压碎圈半径 R'_y

$$R'_y = 0.56\sqrt{q\mu/\rho} \quad (米) \qquad (8\text{-}21b)$$

式中：q 为单位长度的装药量(吨/米)

(2) 爆破漏斗下破裂半径 R

斜坡地形爆破漏斗下破裂半径 R 为：

$$R = {}^*W\sqrt{1+n^2} \quad (米) \qquad (8\text{-}22a)$$

多面临空地形，药包各方向最小抵抗线近于相等时的 R 为；

表 8-10　系数 μ 值表

岩土种类	坚固系数 (f)	μ 值	岩土种类	坚固系数 (f)	μ 值
粘土	0.5	250	软岩石	3—5	20
坚硬土	0.6	150	坚硬岩石	>6	10
松散岩石	0.8—2.0	50			

$$R = {}^{*}W\sqrt{1+\frac{n^2}{2}} \quad (\text{米}) \qquad (8\text{-}22b)$$

(3) 斜坡地形爆破漏斗上破裂半径 R'

$$R' = {}^{*}W\sqrt{1+\beta n^2} \quad (\text{米}) \qquad (8\text{-}23)$$

式中：β 为根据地形坡度和岩土性质而定的破坏系数。

对于土壤、松软岩石及中硬岩石

$$\beta = 1 + 0.04\left(\frac{\theta}{10}\right)^3 \qquad (8\text{-}24a)$$

对于坚硬致密的岩石

$$\beta = 1 + 0.016\left(\frac{\theta}{10}\right)^3 \qquad (8\text{-}24b)$$

式中：θ 为地形坡度(度)。

应当指出，公式(8-23)计算的爆破漏斗上破裂半径，如果在斜坡上或山顶附近时，其计算值较为准确，其他情况与实际有一定的出入，需要进行一定的修正。

(4) 下坡方向的爆破可见漏斗半径 R_k

在实际爆破工程中，由于斜坡地形的原因，爆破后下坡方向的堆积增加了，如图 8-32 所示。在计算抛掷方量时，需要找出可见漏斗半径 R_k，当 $\theta = 20—55°$ 时，R_k 的经验公式为

$$R_k = (1.1 - 0.33\,\mathrm{tg}\,\theta)^{*}W\sqrt{1+n^2} \qquad (8\text{-}25)$$

(5) 可见漏斗深度 P 的计算

斜坡地形爆破后可见漏斗的形状，在一般情况下是一个倒立的圆锥体，但在地质因素起主要作用时，它的形状比较复杂。为了计算方便，爆破可见漏斗假定为倒立圆锥体，其可见深度 P（见图 8-32）的经验公式为

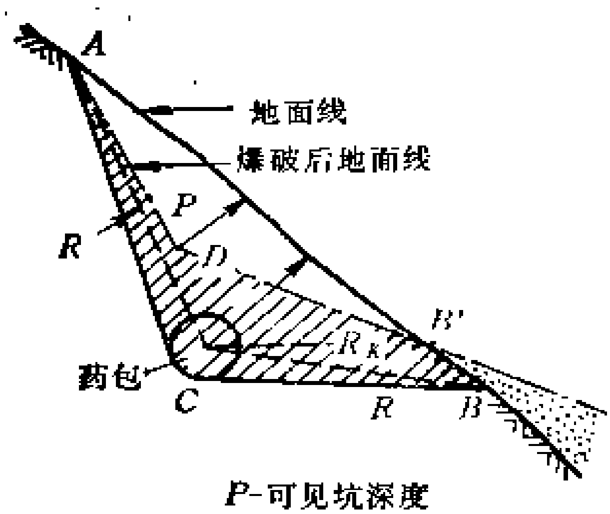


图 8-32 爆破后的断面

(i) 对于平地爆破的可见漏斗深度 P

$$P = \frac{1}{3}(2n - 1)^*W \qquad (8\text{-}26a)$$

最深点位置在爆破漏斗正中(即在最小抵抗线上)，可见漏斗为凹型抛物线。

(ii) 斜坡地面的可见漏斗深度

$$P = {}^*W(0.32n + 0.28) \qquad (8\text{-}26b)$$

最深点在 $\left(\frac{1}{2} \sim \frac{1}{3}\right)R'$ 处，可见漏斗为凹形曲线，曲线切线与水平线的夹角不大于岩堆的内摩擦角。

(iii) 陡壁 $\theta \geqslant 65^\circ$ 的可见漏斗深度

$$P = {}^*W(0.21n + 0.63) \qquad (8\text{-}26c)$$

抛掷效率高于 90%，可见漏斗接近爆破漏斗，下破裂面上堆积爆岩的坡度不大于岩堆的内摩擦角。

(iv) 多面临空抛掷可见漏斗深度

$$P = {}^*W(0.6n + 0.2) \qquad (8\text{-}26d)$$

一般最深点位置在山脊之下，爆岩呈凹形抛物线。

(v) 对于斜坡地面多层药包的可见漏斗深度

$$P = 0.2(4n - 1)^{*}W \tag{8-26e}$$

可见漏斗为凹形曲线，爆岩堆积坡度应不大于内摩擦角。

由于抛掷方量的准确性是取决于爆破漏斗的大小，以及可见漏斗深度的情况，因此这二者的计算误差相当于抛掷方量的计算误差。

3. 抛掷方量的计算

如图 8-32 所示，抛掷方量可由平均抛掷面积 ADB'，漏斗内的平均松动面积 $ACBB'D$，土石松散系数 ΔV 及相应的计算断面间的距离求得。抛掷方量 V_A 为

$$V_A = \sum A_{ai} \cdot d_i + \sum A_{bi}\left(1 - \frac{1}{\Delta V}\right)d_i \tag{8-27}$$

式中：A_{ai} 为平均抛掷面积；

A_{bi} 为相应的平均松动面积；

d_i 为相应的计算断面间的距离；

ΔV 为岩土的松散系数。

4. 堆积形状的计算

下面要考虑的是将爆破后的岩土抛掷堆积成设计所需的形状，这样就必须考虑抛掷的距离，堆积的宽度，堆积的高度等问题。

(1) 抛掷距离计算的经验公式

(i) 平台地形的抛掷距离

最远点的抛距

$$L_M = (4—5)n^{*}W \quad (米) \tag{8-28}$$

爆堆最宽处距药包中心的距离

$$L_c = (2—3)n^{*}W \quad (米) \tag{8-29}$$

（ii）斜坡地面单药包爆破的抛掷距离

最远点的抛距

$$L_M = k_M \sqrt[3]{W}(1 + \sin 2\theta) \quad (米) \qquad (8-30)$$

堆积三角形最高点距药包中心的距离

$$L_c = k_c \sqrt[3]{W}(1 + \sin 2\theta) \quad (米) \qquad (8-31)$$

式中：W 为装药重量(千克)；

θ 为斜坡坡面角(度)；

k_M 和 k_c 是抛掷系数，见表(8-11)。

表 8-11　国产 2* 岩石硝铵炸药的抛掷系数

岩石种类		以原地面为临空面		由辅助药包创造的新临空面	
		k_M	k_c	k_M	k_c
松石或软石	$k \leq 1.3$	3.1	1.9	3.0	1.8
次坚岩	$k = 1.4—1.5$	3.4	2.1	3.2	2.0
	$k = 1.5—1.6$	3.7	2.3	3.4	2.2
坚　石	$k > 1.6$	4.0	2.5	3.6	2.3

表中数值，当抵抗线 $^*W < 8$ 米时，计算值比实际小 6—15%；当 $^*W > 24$ 米时，计算值较实际大 5—6%；土中实际值是软岩计算值的 $\frac{1}{3}$—$\frac{1}{2}$。

(2) 爆堆宽度计算的经验公式

爆堆顶宽

$$B = \sum a + R_{y1} + R_{yi} \qquad (8-32)$$

爆堆底宽

$$S = B + 2cn^*W \qquad (8-33)$$

式中：a 为药包间距；

R_{y1}, R_{yi} 为同一排两侧药包的压缩圈半径；

c 为塌散系数，根据经验取值：当单列药包或药包规

模较小时，$c=1.5—2.0$；多列药包或药包规模较大时，取 $c=2—3$（一般取 2.5）。

由于爆堆起伏不平，特别是马鞍形很难控制，爆堆顶宽往往不易测准，但是爆堆底宽和设计计算值都很接近，误差都在 10% 之内。在选取 c 值时，可参照其他工程资料选择。

(3) 爆堆高度的计算

用体积平衡法计算堆高分两步进行。第一步为面积平衡计算，第二步用体积平衡校核。

(i) 面积平衡计算

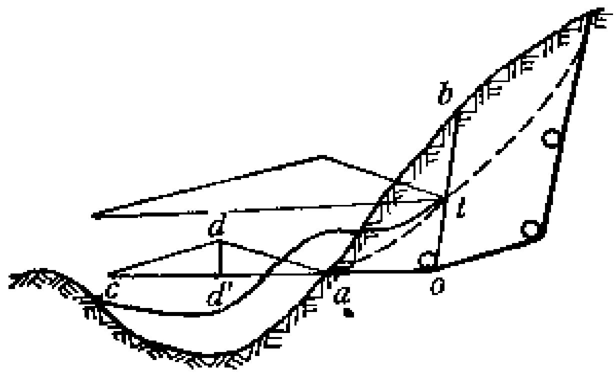


图 8-33 面积平衡计算

首先计算有效松散抛掷面积，如图 8-33 所示，在漏斗 aob 中，抛掷(松散)面积为：

$$S_p=(1-k_r)(\Delta V\cdot S_{aob}-S_{aot})$$

式中：ΔV 为岩土的松散系数；

k_r 为岩土的抛散系数，对于岩石 $k_r=0.08$，对于土壤 $k_r=0.05$；

以同样的方法计算后排药包的抛掷面积。

其次是作出抛掷三角形。使 $oc=L_M$，$od'=L_c$，使 Δacd 面积等于 S_p，定出三角形高 dd'，作出抛掷三角形 acd。对多排爆破，后排堆积三角形的起点，不是 o 点而是前排可见漏斗和后排可见漏斗的交点 t。

最后将堆积三角形落到地形剖面线上，并根据爆岩内摩擦角修正堆积剖面，得到该剖面的堆积形状，定出马鞍高度，马鞍点位置，以及平均堆积高度。

(ii) 体积平衡校核

在地形图上根据计算的 B, S 及平均高程 h，作出爆堆堆积范围图，并假定坝体是一个高为 h，顶宽为 B，底宽为 S 的规整构筑物，计算坝体体积。具体方法是：首先根据 B、S、h 作出坝体标准纵断面，如图 8-34 所示。

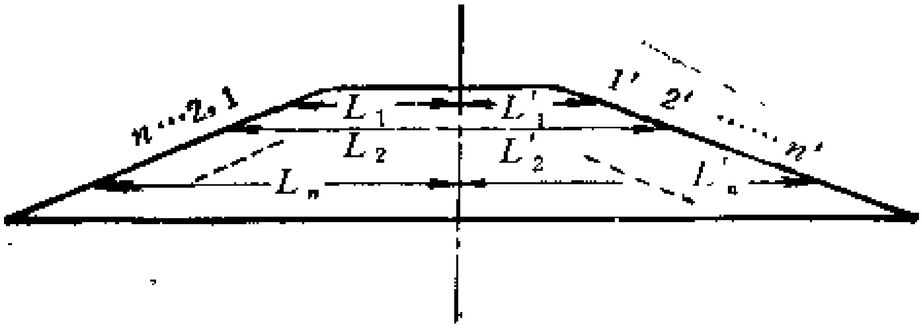


图 8.34　堆体标准图

然后在纵断面图上点出高程点 1, 2, … n 和 1', 2', …n'，量出 $L_1, L_2, \cdots\cdots L_n$ 和 $L'_1, L'_2 \cdots L'_n$；接着在地形平面图上作平行于坝轴线的平行线组 1-1, 2-2, n-n, 和 1'-1', 2-2'…n'-n'，使其与坝轴线距离分别为 $L_1, L_2, \cdots\cdots L_n$ 和 $L'_1, L'_2 \cdots\cdots L'_n$，与山谷两侧相应的等高线交于 1-1, 2-2, …n-n 和 1'-1', 2'-2'……n'-n'，连接这些交点就是堆积轮廓线，如图 8-35 所示。

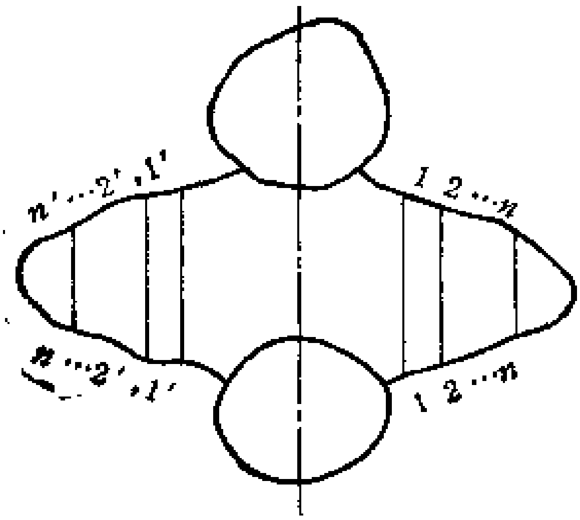


图 8-35　堆积轮廓

最后作 1-1, 2-2, …, n-n 和 1'-1', 2'-2', …, n'-n'剖面，由剖面上堆石体面积及剖面间距计算堆石体体积，还

需作一下平衡工作：如果计算堆石体体积和抛掷漏斗计算的堆石体体积相等，则认为由面积平衡求得的坝体高度是正确的，如果两者不等，则应调整剖面上堆高的指标，重新圈定爆破堆积轮廓，进行堆积计算，直至二者平衡为止。

§8-6 建筑物的爆破拆除技术

一、建筑物的拆除

随着社会主义建设的飞速发展，在工业技术改造和城市改建中，有大量的旧建筑物或陈旧过时的设备需要拆除。因此，建筑物爆破拆除技术也应运而生，逐渐发展成为一门科学技术。由于此种爆破一般都在城市或有其它设施的地方进行，因此控制爆破的地震效应以及爆破飞石等的危害就显得特别重要。所以一般都采用控制爆破技术，所谓控制爆破，就是为了某些特殊的目的，人为地控制炸药的爆轰，使被爆破对象的破坏，按人们预期的要求进行爆破。但在控制爆破中，又有各种不同的爆破技术。城市控制爆破拆除构筑物，无论是在爆破的性质和规模，施爆对象的几何形状和强度性能，以及爆破施工和安全等方面，与矿山及筑坝等爆破作业相比，在技术上都更要复杂得多，难度更大。在钻孔直径上，矿山爆破向大孔径爆破发展，而城市控制爆破却趋向于小孔径爆破。因此，城市控制爆破技术的发展是一项带有一定开拓性的新技术领域。

1. 拆除工程的一般原理

用爆炸方法可以快速拆除建筑物，特别是在城市人口密集、交通繁忙之处，可以把拆除工作的影响（对交通和其它工

作等)减少到最小的程度;从安全角度来讲，用爆炸方法来拆除结构,比人工和机械拆除建筑物也更优;最后在经济上也是相当合算的。

控制结构爆破的原理是：建立一个破坏结构稳定性和在某种情况下破坏结构刚度的条件。所以,在拆除建筑物时,对于圬工(砖砌体或混凝土等),钢筋混凝土和钢等结构时,要分别用不同的方法。对于圬工结构，其要点是使结构中的应力中心必须离开节点，以及合力方向和节点法线所形成的角必须大于结构材料的摩擦角，节点中最大应力超过结构的抵抗强度。所以失去平衡状态是圬工结构破坏和倒塌的原因，用装药爆炸的方法拆除圬工结构，是使结构上产生破裂的连续地带(即所谓的爆破切口),使得爆破切口上部的结构,由于重力而自行倒塌。

在钢筋混凝土和钢结构的情况下，要完全拆除整个结构是不合理的，也是不大可能的。在多数情况下是把结构切割分成几部分,以及破坏结构的稳定,在结构因重力而倒塌落下之后,再将其爆破成小块,以便于装车运走。

爆破切割的目的是引起结构的自由落下,由此可知,在爆破切口的范围之内的材料，必须立即或尽可能快的从原来位置移去,所以在爆破时的装药量不仅要能形成爆破切口,而且要把切口上的破碎材料抛掷出去(在允许的抛掷距离之内)。

在上述要求下,在拆除建筑物时,必须要进行下面几个方面的计算:

(1) 建筑物构件破坏的极限强度;

(2) 建筑物在各种失稳条件下,结构构件的内力分布;

(3) 结构倒塌时构件的运动。

在考虑(或设计)爆破拆除建筑物时，要绝对避免爆破破

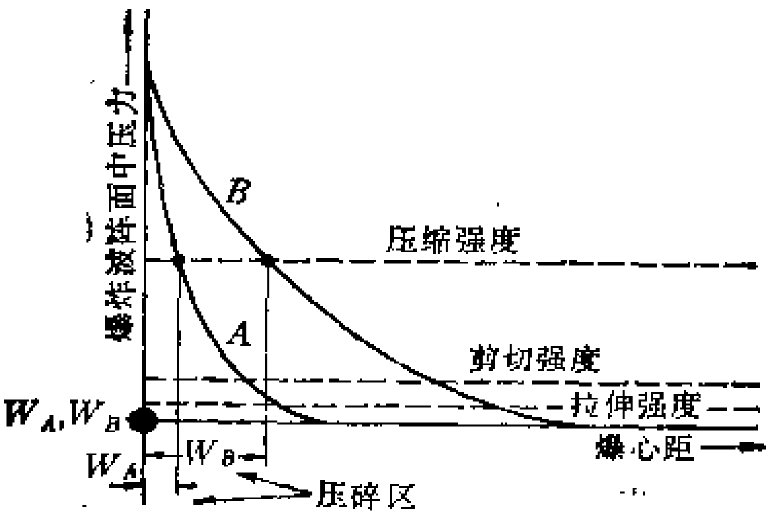
坏不完全,而造成结构既不倒塌,但又是一个危险建筑(随时都有倒塌的危险),造成进退两难的局面。再要进行重新爆破,则是既困难而又危险的工作。所以应该按照上面几个方面进行严格的计算,但是由于目前的状况是理论计算与爆破实践不衔接的情况,理论计算还不能完全应用到实际中去.所以一般是凭经验公式,并留有足够的系数,以确保建筑物在爆破后一定能按设计要求而破坏倒塌。

2. 圬工和混凝土结构的爆破参数

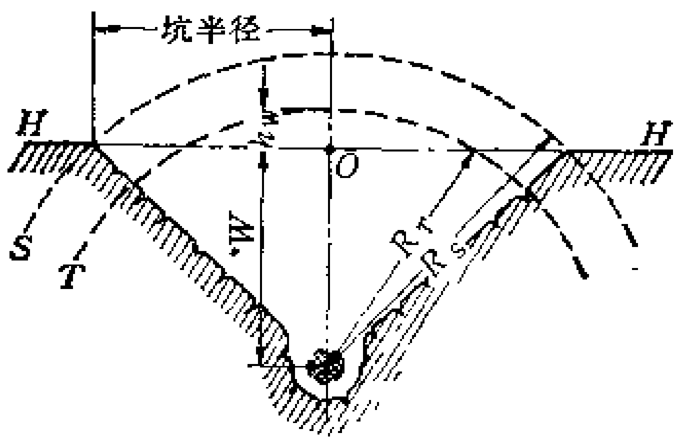
由于炸药爆轰反应过程极为短暂,常在介质破碎完成之前已经结束,爆轰压力不如其后出现的爆炸压力作用的时间长。而控制爆破就要达到控制爆轰压力和爆炸压力的目的,即使爆炸压力作用时间较长,以达到爆炸能量合理分配,从而使介质破碎的最低能量与爆炸能量相等,尽量提高有效爆炸能量(用于破碎介质)与降低无效爆炸能量的比率(地震效应和空气冲击波等)。

对于爆破圬工和混凝土所需的装药量,有各种不同的经验计算公式,这些公式基本上是与前面所谈的在岩土中爆破的装药量计算公式相似,不同的是在于决定坑口系数和估计装药的联合效应。为得到一个正确的装药量,必须考虑到,装药的爆轰对周围介质的作用可分为两个阶段(见第六章):第一阶段中爆炸的冲击效应在介质中产生一个有初始压力为10^5—10^6千克/厘米的应力波,这个压力在紧挨着装药处是大大的超过材料的抗压强度。但因为应力波的能量被介质所吸收,所以波阵间的压力随着与装药距离的增加而急剧地降低,很快降到材料的抗压强度以下(见图8-36(a)).如果应力波遇到自由界面,就反射回来成为拉伸波,如果它的能量超过介质(建筑物的材料)的抗拉强度,就将进一步引起介质的破碎分

解，而形成爆炸坑口，如图 8-36(b) 所示。在第二阶段中，因为爆炸气体的膨胀压力（相当于 10^4 千克/厘米^2 阶的压力），尚超过坑口材料的抗压强度，因此不但使爆炸坑的材料向外喷出，而且还起着再次破碎分解的作用。



(a)最大超压与爆心距的关系



(b)单边坑

图 8-36　爆破过程

对于圬工和混凝土建立爆破的基本公式的出发点，是基于坑口是圆锥形，它的高度（相当于最小抵抗线 *W）等于锥底的半径 R_k（第六章中说明此种情况是标准坑），圆锥的顶

是在集中装药W的中心。为了得到这样的坑形，所用的装药量必须使爆炸后，材料的破裂分解区域S刚好与圆锥的底部横交在自由面上，如图 8-36(b) 所示。

在爆破切割的爆破中，总是希望喷出区域R_T与自由面横交，这样就必然要使爆炸作用指数 $n>1$，且产生一个钝角形的爆炸坑(在 $n=1$ 时，爆炸角是直角形)，坑的顶角的大小是与我们所希望的喷出物的多少有关，而且可以在相当大的范围内变化。它的下限是 $n=1$，而它的上限只受到实际情况的限制。例如容许破碎材料的抛射距离，地震效应的影响，爆炸的经济性等的限制。根据经验国外有关学者提出了下面的公式

$$
\begin{aligned}
W &= (k_2^*W^2 + k_3^*W^3)f(n) \\
&= (k_2^*W^2 + k_3^*W^3)[(1+n^2)/2]^2
\end{aligned}
$$

上式可以近似地简化为

$$
W = k_3^*W^3f(n) = k_3^*W^3[(1+n^2)/2]^2 \qquad (8\text{-}34)
$$

式中 k_3 是单位炸药的消耗量

上面描述的是单边坑，但是通常装药是位于圬工的中心，这样就产生一个二边坑，它的理想形状是呈现为共用一根轴线而顶角在装药中心的二个圆锥体。这样的二边坑的炸药能量的分布是与单边坑不同的，但可以用相同的计算公式，因为最后参数的差别是较小的。

在爆破切割时，可以采用二排或上下多排的装药形式，如图 8-37 所示。在图 8-37(a) 中有两排垂直空间为 $a=1.5$—$2*W$ 的联合装药，组成爆破切割，这样在爆破后将产生一个圬工喷出和破碎的连续地带，这个地带的宽度可达 $4*W$ 大，也即是圬工厚度的两倍，这个值定出了圬工落下的范围：如果装药量仅只是为了形成爆破切口，而使结构由于重力而倒

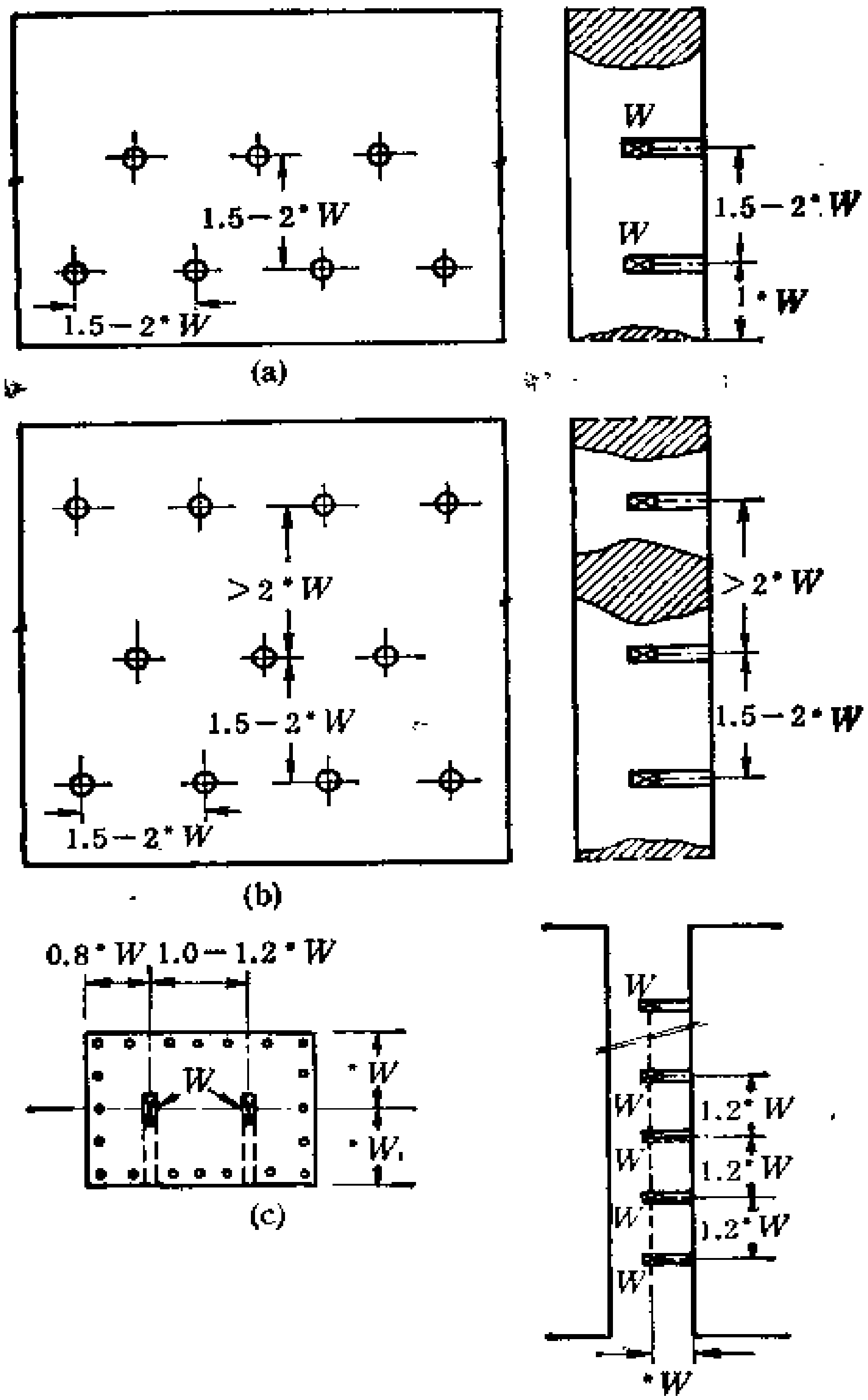


图 8-37 爆破切割的布置图

塌，那末倒塌的圬工将不会超出爆破切割的范围，在切口上面

圬工破碎部分由于重力而慢慢地落下来，在某些情况下，可利用所谓的“高爆破切割”，如图 8-37(b) 所示，它允许在两个圬工破碎和断开地带保存一个圬工的原状地带，这样在整个结构下沉之后，爆破切口上面的圬工能够转动而起到节点的作用，并且破坏了结构的平衡状态，这样在倒塌时也可以保持不超出爆破切割的范围。

3. 钢筋混凝土和钢结构的爆破参数

对于钢筋混凝土和钢结构的爆破，必须采用与圬工爆破不同的方法，并不用连续排的联合装药的形式。装药的布置必须使得：一方面是破坏结构的稳定，另一方面要使各个结构构件互相分离；而对于钢筋混凝土结构，装药必须用于两个方面：一部分用于对混凝土的破碎；另一部分用于使钢筋的破坏。但是在实际爆破工程中，要使钢筋完全破坏或拉断，在经济上是不合算的。因为要整个钢筋混凝土结构破坏所需要的装药量是太大了，特别是对于撕开钢筋所需的装药量非常大，而且较大的装药量还伴随有混凝土碎片不受控制的向外抛射，以及较大的地震效应，和较强空气冲击波对周围的危害。所以在城市建筑物的拆除中，这样做是不适宜的，有时也是不允许的。因此通常使用的装药量只是能使混凝土破碎，对于钢筋只能用别的方法(例如气割等)来弄断。而对于破碎混凝土所使用的装药，基本上是与圬工的装药量相同。

对于钢筋混凝土柱的爆破，可以用图 8-37(c) 所示的那种装药布置形式。

由于对钢结构爆破所需装药量太大，所以在一般的城市建筑物拆除中不大用爆破方法，但对没有别的方法可以拆除时，在被逼的情况，用爆破拆除钢结构还是适宜的。

二、控制爆破拆除圬工和钢筋混凝土建筑物

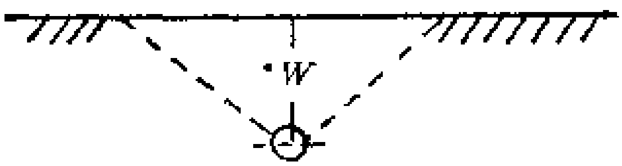
按照对建筑物拆除块度及爆破安全和被爆材料强度的不同，建筑物拆除控制爆破技术大体上可分为崩裂爆破，切割爆破和破碎性爆破等，而爆破的对象又可分为台体、柱、梁、墙、烟囱、水塔等等，这些构件都有不同的临空面。前述的城市控制爆破与矿山爆破技术有所区别，显得更为复杂，技术上难度更大，但是它们之间，又彼此相互有关，相互促进，所以城市控制爆破是在矿山控制爆破技术的基础上发展起来的。

1. 崩裂爆破

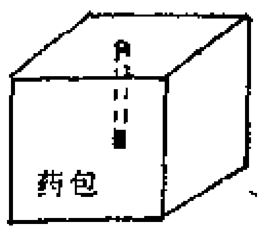
崩裂爆破按照其临空面(自由面)的不同，可以分为有夹制的漏斗爆破与无夹制的崩裂爆破：

有夹制的漏斗爆破；

如图 8-38(a) 所示，只有一个临空面(也可以是相对两个临空面，如前所述双边漏斗抗情况)起主要作用的柱状药包，最小抵抗线 $^*W$，这就是前面所述的单边漏斗爆破，要形成单边爆破漏斗时所需的装药量可以利用如前所述的公式。



(a)有夹制



(b)无夹制

图 8-38　崩裂爆破

无夹制的崩裂爆破，如图 8-38(b) 所示，在单孔集中装药或延长装药爆破混凝土时，根据试验表明，在一定的单位

耗药量 q 时，药包中心距临空面距离相等的情况下，在任何一面均不形成爆破漏斗，都以径向爆破裂隙为主。如装药量足够的话，就形成整块混凝土的破碎。

此种爆破(无夹制)一般均用于二次爆破，即当建筑物爆破倒塌之后，尚留有较大构件无法运走或消除掉，则可用此法将爆破下来的大块，再进行二次爆破，使其形成较小的碎块，以便装车运走。

(1) 炮眼设计

炮眼的最小抵抗线，应根据被爆破体的形状(厚度、长度等)、材料性质、结构尺寸及清理条件以及周围允许抛射的安全距离等实际情况来决定。当最小抵抗线 $^*W$ 决定之后，即可决定：

(i) 炮眼间距 a——根据最小抵抗线 $^*W$ 的大小，一般可按 $a=(1—1.5)^*W$ 计算确定。可是，由于孔距与许多因素有关，炮孔的间距过大，爆破后达不到预定的要求；间距过小，将会增加炮眼数目，使打眼工作量加大，导致工期的延长和成本的增加。因此确定炮孔间距是爆破中的重要一环。除了按最小抵抗线来决定外，根据经验还可以用 $a=(8—15)D$ 来决定，其中 D 是炮眼直径，这两个式子可以配合起来使用(即：$a=(1—1.5)^*W$ 或 $a=(8—15)D$)。

(ii) 炮眼深度 L——炮眼深度受到被爆体底部边界条件(或厚度)和钻眼条件的限制，最大眼深可按下式确定

$$L=CH \quad (\text{厘米})$$

式中：H 为需要爆破部分的高度或厚度(厘米)；

C 为条件系数：

对于；爆破体底部是临空面或断裂层；

$$C=0.6—0.8$$

设计爆裂面位于施工接缝上

$$C = 0.8$$

设计爆裂面位于变截面上

$$C = 0.9—1.0$$

设计爆裂面在强度均匀的等截面中

$$C = 1.0。$$

当爆破体厚度超过 2 米时，可两面打孔，并使两面的炮孔在同一水平面上，而两方向炮孔中间部分可留有一定的厚度 δ，δ 值可按下式确定(即 $2L+\delta=$ 爆破体厚度)

$$\delta = (1.5—2.0)a$$

(2) 装药量计算

炮眼中装药量的确定，是在拆除建筑物的爆破中一个重要的关键，而影响装药量的因素也很多，其经验公式仍如前所述

$$W = k^*W \quad (克)$$

式中 k 是介质系数：

对于钢筋混凝土 $k = 1.2—1.5$ (克/厘米)

质量较好的素混凝土 $k = 0.7—0.8$ (克/厘米)

质量较差的素混凝土 $k \leqslant 0.6$ (克/厘米)

浆砌片石和一般圬工 $k = 0.9—1.0$ (克/厘米)

(3) 炮眼布置

(i) 炮眼一般应布置在预定破裂区以上 60—100 厘米处，布置的范围即预定破裂口的形状和大小(图 8-37a.b)，炮眼间距之和 Σa (长度)应不小于该处构筑物周长的 2/3，炮眼排距之和 Σb (即高度)应根据构筑物的构造和壁厚等条件决定，一般情况下不应小于该处壁厚的 1.5—2 倍。

（ii）爆裂口可采用平裂和斜裂两种型式，斜型爆裂口的高度实际上已大于 $\sum b$，因此，可以适当减少钻眼工作量。

（iii）构筑物爆破后的倾倒方向应根据构筑物周围环境来决定，仔细测量倾倒方向的中心线，并据以在构筑物上左右两侧均匀布眼。

2. 切割爆破

切割爆破与前述的预裂爆破相近似，不同的是切割爆破是在无底盘情况下进行爆破，所以切割爆破的装药量要比预裂爆破小得多。切割爆破能够严格控制爆破碎石的飞散抛射，同时降低爆破地震动对邻近建筑物和设施的影响，因此应用范围比较广泛。

（1）裂缝的产生

当爆破的一瞬间，强大的爆轰波向药包四周的介质迅速传播，在介质中产生径向压应力 σ_P 和切向拉应力 σ_T，这个应力值如果超过介质的极限抗压强度 R 和极限抗拉强度 T 时，则介质被破坏。但关键的是 $\sigma_T/T > \sigma_P/R$（这是由于孔距较小），所以最先破坏的是拉裂，其方向是在介质最薄弱的方向。如果炮眼布置适当，则裂缝应首先沿炮眼连线产生（见预裂爆破）。又因为初始裂缝（连接炮眼之间的裂隙）的产生，应力释放有助于抑制其他方向产生裂缝。

（2）装药量的确定

对于大体积混凝土的爆破，如果能用少量的炸药，割成若干块体，而不使其破碎成小块，这是最经济合理的。特别是在一些建筑石材的开采中（如大理石、花岗岩），利用切割爆破，加工成需要形状的各种块材。对于装药量的计算，有人提出从功能平衡的原理来计算炸药的最合理用量，但此种方法尚未能应用到实际中去，目前采用的还是按予裂爆破的装药量

公式，适当减少药量，同时缩小孔距，以使切割面比较平整。

(3) 隔孔装药

为了提高切割的效果，可以在两个装药孔眼之间，增加一个空孔(不装药)，当两个装药孔起爆时，空孔处产生应力集中，在装药孔和空孔连接线上首先开裂.因此，空孔(也称割裂眼)可以起到裂缝的导向作用，使切割面更为整齐。这种方法在整个建筑物仅有一部分需要拆除，而另一部分需要保存的情况下，尤其适用，可在需拆除与不拆除的交界处布置切割，可以形成平整的切割面。但这样作的缺点是钻孔数量增加，加大了钻孔的工作量。

(4) 不偶合系数

在爆破中国内一般使用的是 2# 岩石硝铵炸药，这种炸药在矿山爆破中，因其成本低，爆破效率高，所以广泛使用。但在城市控制爆破中，因其爆速较高(约 4000 米/秒)，在爆炸瞬间，能量在孔壁上的分布不易均匀，会引起爆力过于集中。所以有的单位，采用加大不偶合系数，来使爆力分布均匀，以达到较好的爆破效果，但此种方法是否有效，还需待在工程实践中考验。

3. 破碎性爆破

切割爆破是属于单面临空或双面临空爆破，爆破效果是切割成一条爆破裂隙(类似于预裂爆破)，在城市构筑物拆除爆破中，有时也会遇到单临空面开挖爆破(如开挖基坑，拆除机器及设备基础等)，以及配筋混凝土构件(如梁、柱等)的爆破拆除。由于钢筋紧固，若采用崩裂爆破的药量只能使构筑物发生裂隙，这就需要成倍地加大用药量，促使混凝土碎块与钢筋脱开，此种爆破属于加强漏斗爆破，或称为破碎性爆破。

三、静态爆破及近人爆破

静态爆破和近人爆破（或称高能燃烧剂爆破）都是在70年代末80年代初在国际上出现的一种爆破新技术(严格地讲它们不属于本书讨论的范围，所以仅作简单介绍)，最早进行静态爆破的研究是从静态破碎剂开始的，日本的田中秀男和田中毛见用波特兰水泥、石膏、矿渣、CaO等与水拌和，使其产生膨胀。但这种膨胀剂膨胀压力较低，不适宜于破碎较坚硬的材料，以后逐步研究出了膨胀力达300千克/厘米^{2}的膨胀剂，就开始用膨胀剂来爆破切割混凝土和岩体等。到目前为止，静态和近人爆破在我国逐渐开始广泛应用。例如南京某一混凝土拱桥，在一夜之间，就被静悄悄地、既无爆炸声响、又无飞石地被静态爆破拆除了.又如某厂在技术改造中需拆除旧机器的大型混凝土基础，以便重新浇筑新的基础和安装机器，可是在此过程中，车间又不能停止正常的生产，于是采用静态爆破技术，在车间照常生产的条件，顺利地爆破拆除了混凝土基础。此种静态爆破在北京等大城市的改建中应用得更为广泛。

1. 静态爆破

静态爆破是利用静态爆破(膨胀)剂的水化作用产生的晶体变形，体积膨胀，缓慢地将其膨胀压力施加给孔壁。经过一段时间后(一般是2—24小时左右)，达到体积最大值，由体积的膨胀对孔壁施加压力。因此它的整个过程，可视为一个静态过程。

(1) 静态爆破(膨胀)剂的化学性能

目前我国静态膨胀剂的配方有好几种，各不相同，但它们

的基本元素是氧化钙和无机盐化合物组成，外加有机复合添加剂：其中最基本的化学反应是

$$CaO + H_2O \longrightarrow Ca(OH)_2 + 15.5 \quad 大卡$$

在反应过程中氧化钙的晶形由正方形变为菱形，并使体积增大。经测定，在20℃时，水与静态爆破剂的配合比为0.3:1时，静态爆破剂体积的自由膨胀可达4倍，膨胀压力即由此而产生。

结晶水化物的膨胀压力一般是在圆柱形钢管中测定，如图8-39所示。结晶水化物的膨胀应变应为各向同性的，即

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_r = \alpha T$$

于是

$$\sigma_r = \sigma_\theta = -\frac{E}{1-\mu}\left(\alpha T - \frac{u_0}{a}\right)$$

式中：E 是结晶水化物的弹性模量；

μ 是结晶水化物的泊松比；

a 是圆筒内径；

u_0 是内壁位移。

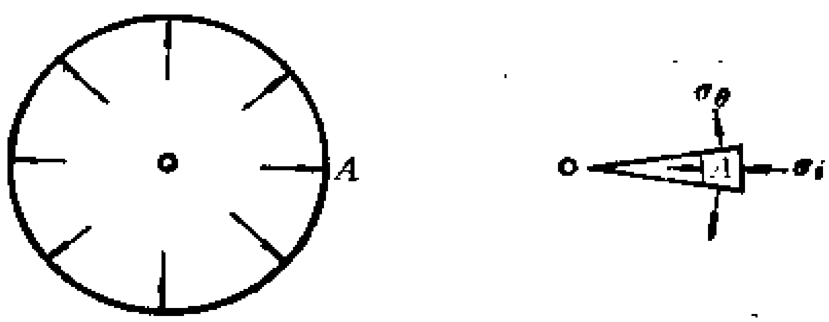


图 8-39　孔壁应力示意图

根据弹性理论，可以求得应力为

$$\sigma_r = -(E\alpha T/(1-\mu))\Big/\left(1+\frac{E}{1-\mu}\cdot\frac{1-\mu_1}{E_1}\right)$$

(8-35)

式中 E_1 和 μ_1 分别是试验钢管材料的弹性模量和泊松比。

由上式可知结晶水化物的膨胀压力与约束材料的性质有关，约束体的弹性模量越大，膨胀压力也越大，理想的膨胀压力应为

$$P_{max} = -\sigma_{rmax} = \frac{E\alpha T}{(1-\mu)} \qquad (8\text{-}36)$$

通过对不同内外径之比的钢管来测定膨胀压力的大小，进一步可求得结晶水化物的极限应变值 αT 与径向强度模量 $E/(1-\mu)$。试验表明，αT，$\frac{E}{1-\mu}$ 与水化过程初温 T 及水灰比 η 有密切关系。目前我国有关单位生产的膨胀剂对混凝土的膨胀压力一般在 350—400 千克/厘米^2 左右。

（2）静态爆破参数的计算

由于膨胀剂水化反应缓慢，膨胀压力增长极为缓慢，完全是静态加载过程。在多排孔切割和破碎混凝土块时，其膨胀断裂线均沿着相邻钻孔连线形成，所以是属于前述的切割爆破机理。

因此，可以依据被切割介质形成单位面积断裂面（切割面）所需要的应变能 G_c（千克/厘米^2）及能量破坏准则来建立膨胀切割的孔径与孔距的关系。

如果取孔距为 a，孔径为 D，在相邻两排孔间临界的切割成缝单位体积所需的应变能应为

$$G_a/D = \frac{(1-\mu^2)}{DE}K_C^2$$

而在孔内膨胀压力 P_θ 在相邻两孔间所提供的单位体积

应变能为

$$G_a^* = \frac{1}{12}\frac{P_\theta^2}{G}\cdot\frac{D}{a}$$

在静态膨胀情况下，根据能量破坏准则可得

$$\frac{1-\nu^2}{DE}\cdot k_C^2 = \frac{1}{12}\frac{P_\theta^2}{G}\cdot\frac{D}{a}$$

又因为剪切模量 $G = \frac{E}{2(1+\mu)}$，所以

$$a = \frac{1}{6(1-\mu)}\cdot\left(\frac{P_\theta}{K_c}\right)^2 D^2 \qquad (8\text{-}37)$$

式中 K_c 是临界断裂强度因子。

对于高标号的混凝土

$K_c = 100$ 千克/厘米$^{\frac{3}{2}}$

$\mu = 0.25$;

$P_\theta = 350—400$ 千克/厘米^2;

$D = 3.5—4.0$ 厘米。

(3) 静态爆破的一些技术措施

根据环境温度对膨胀剂的膨胀压力的影响，在不同季节时，要注意膨胀压力的变化，当因温度条件而使膨胀压力偏小时，必须采用大孔径钻孔以补偿之。

水灰比 η 对膨胀压力也有影响，必须严格控制现场搅拌，浆体的水灰用量，浆体要搅拌均匀，流动度在 170—190 毫米之间，以确保浇灌的质量。

还应当注意，膨胀剂破碎机理是利用水化晶体膨胀压力，若被胀裂的构筑物抗压强度低于膨胀压力时，孔壁会被局部压碎而构筑物本身不破坏，膨胀压力就被释放；或者当被胀裂构筑物的可塑性较大，空隙多，如砧砌结构等都会起不到应有

的胀裂效果。

2. 近人爆破

近人爆破其特点基本上与静态爆破近似，不过其膨胀剂使用的是高能燃烧剂，反应过程也较短，并伴有高温产生。

(1) 高能燃烧剂的性能及破坏机理

高能燃烧剂系由金属氧化剂(氧化铜，二氧化锰)和金属还原剂(铝粉)按一定比例组成的混合物。使用时将其装入被爆破体的炮眼内，用快凝高强砂浆或其他材料封堵，然后用电力引燃。在产生化学反应时能释放华氏5000度左右的高温金属膨胀气体将被爆体破坏。它可以用来爆破混凝土材料或其他岩体。其反应式为

$$2Al + 3CuO \longrightarrow Al_2O_3 + 3Cu + 43.2 \text{ 卡}$$

$$4Al + 3MnO_2 \longrightarrow 2Al_2O_3 + 3Mn + 221 \text{ 卡}$$

由于金属爆燃气体最初在混凝土或岩土内是密闭状态，经急剧膨胀将混凝土胀裂，遇到空气后膨胀力则随温度降低而下降。由于金属气体的膨胀力有限，在适当控制药量和点火时间可以使被爆体的碎块不致飞散，仅产生裂缝或破碎，从而大大增加了施工安全性，在爆炸时，不会伤及几十厘米之外的人员，故俗称为近人爆破。

(2) 高能燃烧剂(近人)爆破的有关参数的确定

(i) 孔距、孔深相同时，抵抗线变化对药量计算的影响

高能燃烧剂切割混凝土，系通过各炮眼同时引燃时，产生的金属膨胀气体共同作用下，沿着相邻炮眼的连线开裂。气体遇空气后，压力急剧下降，很少有力量将外侧破碎，所以像预裂爆破那样，将被爆体切割成一个平整的破裂面，其单孔装药量按日本的计算公式为

$$W = C \cdot B \cdot a \cdot H \text{ 或 } W = C \cdot H \cdot a \cdot {}^{*}W$$

式中：C 为单位面积耗药量；

B 和 H 分别为被爆体的宽度和高度。

对于含钢率较低的钢筋混凝土柱 C 约为 100 克/厘米^2。

（ii）炮眼堵塞材料与起爆时间的关系

爆破效果的好坏，受堵塞材料，堵塞时间，堵塞深度，炮眼布置等多种因素的影响，堵塞不良会引起所谓的"冲天炮"，使金属膨胀气体从空气中逸出，所以必须使用快凝高强的堵塞材料。

（iii）炮眼布置原则

为使爆破效果良好，炮眼一般可按 $a \leqslant 1—0.8^{*}W$ 布置，而填塞深度必须大于(1.2—1.5)倍最小抵抗线 $^{*}W$。

参 考 文 献

[1] Φ. A. 鲍姆等：爆炸物理学，科学出版社，1963.

[2] G. A. 波林格：爆炸振动分析，科学出版社，1975.

[3] 冯叔瑜，马乃儒著：爆破工程，铁道出版社，1979.

[4] 张雪亮、黄树棠编著：爆破地震效应，地震出版社，1981.

[5] 清华大学等编：地下防护工程，建筑工业出版社，1982.

[6] 李彧棋、马素贞编：流体力学基础，科学出版社，1983.

[7] W. E. 贝克：空中爆炸，原子能出版社，1982.

[8] J. Henrych: The Dynamic of Explosion and its use, ACA DEIA Prague 1979.

[9] J. S. Rinehart: stress transients in solids.

[10] C. H. 约翰逊，P. A. 珀森著：猛炸药爆轰学，国防工业出版社，1964.

[11] 伍汉等编：爆破工程，冶金工业出版社，1979.

（以下略）